N° d'ordre 268

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Claude CARLES

Attaché de recherches au C.N.R.S.

PREMIÈRE THÈSE

" Étude de l'émission d'une particule légère chargée lors de la fission de ^{235}U par neutron thermique "

DEUXIÈME THÈSE

" Propositions données par la Faculté "

Soutenues le 4 Juillet 1969, devant la Commission d'Examen

Président — M. R. CHASTEL, Professeur.

Examinateurs —
M. G.-Y. PETIT, Professeur.
M. H. MAIER-LEIBNITZ, Professeur, Directeur de l'Institut Max-Von-Laue et Paul-Langevin, Grenoble.
Mme H. LANGEVIN, Directeur de Recherches au C.N.R.S.
M. R. JOLY, Chef du Service de Métrologie et Physique Neutroniques Fondamentales du C.E.N. de Saclay.

1969

N° d'ordre 268

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Claude CARLES

Attaché de recherches au C.N.R.S.

PREMIÈRE THÈSE

" Étude de l'émission d'une particule légère chargée lors de la fission de ^{235}U par neutron thermique "

DEUXIÈME THÈSE

" Propositions données par la Faculté "

Soutenues le 4 Juillet 1969, devant la Commission d'Examen

Président — M. R. CHASTEL, Professeur.

Examinateurs

M. G.-Y. PETIT, Professeur.

M. H. MAIER-LEIBNITZ, Professeur, Directeur de l'Institut Max-Von-Laue et Paul-Langevin, Grenoble.

Mme H. LANGEVIN, Directeur de Recherches au C.N.R.S.

M. R. JOLY, Chef du Service de Métrologie et Physique Neutroniques Fondamentales du C.E.N. de Saclay.

1969

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE
DE BORDEAUX

FACULTÉ DES SCIENCES

351, COURS DE LA LIBÉRATION - TALENCE (GIRONDE)
TÉL. BORDEAUX (56) 92.92.61

Doyen honoraire : M. BRUS

Doyen : M. VALADE

Professeurs honoraires :

M. KASTLER	Professeur à la Sorbonne
M. PISOT	Professeur à la Sorbonne
Mlle JOSIEN	Professeur à la Sorbonne
M. MILLOUX	
M. DANGEARD	
M. CAU	
M. GENEVOIS	

Professeurs -

M. BRUS	Chimie
M. AVEL	Zoologie et physiologie animale
M. ROUSSET	Physique générale
M. ROGER	Mécanique rationnelle
M. WEILL	Anatomie comparée et embryogénie
M. DUFRESNOY	Mathématiques générales
M. LAFON	Physiologie générale
M. BOUNHIOL	Biologie animale
M. SERVANT	Physique
M. CALAS	Chimie organique
M. GAY	Cristallographie et minéralogie
M. PACAULT	Chimie physique
M. SCHOELLER	Géologie
M. DAVID	Physiologie végétale
M. COLMEZ	Méthodes mathématiques de la physique
M. CAMBAR	Biologie animale
M. VIGNEAUX	Géologie
M. PANOUSE	Zoologie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. ARZELIES	Physique (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. RIBEREAU-GAYON	Oenologie et chimie agricole
M. RISS	Mathématiques
M. GUIZONNIER	Physique
M. HAGET	Zoologie expérimentale
M. SEMIROT	Astronomie
M. CHASTEL	Physique nucléaire
M. HAGENMULLER	Chimie minérale
M. CREAC'H	Biologie animale
M. LOUDETTE	Mécanique physique

M. PATY	Chimie
M. BORDES	Préhistoire
M. SECHET	Botanique
M. BAGANAS	Mathématiques
M. VALENTIN	Radioélectricité
M. ENNOUCHI	Géologie
M. EYME	Botanique
M. RUAMPS	Physique électro nique
M. FRAINNET	Chimie organique
M. HOARAU	Chimie physique
M. MARCHAND	Chimie
M. LALANDE	Chimie appliquée
M. GOTTIS	Géologie dynamique
M. LEMANCEAU	Chimie
M. CARDO	Psychophysiologie
M. ROCH	Physique
M. BELLON	Chimie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. CLASTRE	Cristallographie physique
M. JOUSSOT-DUBIEN	Chimie
M. VALADE	Chimie organique
M. SURDIN	Automatique
M. LABOUESSE	Biochimie
M. BLONDEL	Mathématiques
M. SOURISSEAU	Chimie
Mlle FAURE-MURET	Géologie (détachée à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. CLIN	Géologie
M. LOCHET	Physique
M. VINDT	Biologie végétale
M. REGNIER	Mathématiques
Mlle LAFFITTE	Physique
M. DESTRIAU	Chimie
M. PETIT	Physique corpusculaire
M. BARAUD	Chimie biologique
M. EMBERGER	Géologie
M. BOTHOREL	Chimie
M. CHARRU	Physique
M. SIMONOFF	Chimie physique
M. LASCOMBE	Chimie
M. RIMPAULT	Physique théorique
M. BARETS	Biologie animale
M. PINEAU	Chimie
M. LEVEQUE	Géologie approfondie
M. BOUSSEAU	Physique
M. MENNRATH	Physique
M. ANDRE	Biologie générale
M. BOUAS-LAURENT	Chimie organique
M. MARTINET	Calcul infinitésimal
M. N.	Informatique

Maîtres de conférences honoraire

M. DE PUYMALY

Maîtres de conférences -

M. RIBEREAU-GAYON Pascal	Chimie oenologie
Mlle DUTRIEU	Physiologie animale
Mme PETIT	Physique
M. BERNET	Génétique
M. FRESNEL	Mathématiques
M. MOYES	Géologie
M. LUTZ	Botanique
M. MOULINES	Chimie
M. MENDES-FRANCE	Mathématiques
M. POUCHARD	Chimie minérale
M. SARDOS	Physique
M. DUMERY	Mécanique
M. GARNIER	Biophysique
M. LESCA	Mathématiques
M. ARTOLA	Mathématiques
M. DRESS	Mathématiques
M. BOUARD	Biologie végétale
M. DE MAHTAN	Mathématiques
M. ABGRALL	Physique théorique
M. MINNAERT	Physique théorique
M. N...	Chimie minérale

Conseiller Administratif -

M. LLORENS

f i s s i o n
dawned delicately
to a cataclysmic brightness,
yet hardly less than a stranger.
this 2-head mass divis i o n,
distorded;
a n e c k
disturbed
weeping out rare timid d r o p s.
helplessly?
or perhaps
purpose fully
a s a c l u e t o f o l l o w
to know how her heart, matter
feels. behaves, when winnowed
remorselessly
savagely.

asghar.

A Monsieur le Professeur CHASTEL

En hommage de très profonde gratitude
et de très sincère attachement.

à ma femme.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences de l'Université de Bordeaux dirigé par Monsieur le Professeur CHASTEL.

Par sa très grande compétence scientifique alliée à de rares qualités humaines, il a toujours représenté pour moi non seulement un guide, mais aussi, un exemple.

Malgré les lourdes charges qui lui incombent, il s'est constamment occupé de ce travail et ne m'a ménagé ni ses conseils ni ses encouragements.

Je le prie de bien vouloir trouver ici l'expression de ma plus profonde gratitude.

- Monsieur M. LANGEVIN, Directeur de Recherches au C.N.R.S. a bien voulu assurer mon parrainage au C.N.R.S. Il s'est toujours acquitté de cette tâche ingrate avec beaucoup de bienveillance. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

- Je voudrais également assurer de ma très grande gratitude Madame H. LANGEVIN qui a bien voulu s'intéresser à ce travail et me faire bénéficier de ses conseils.

- Monsieur le Professeur H. MAIER-LEIBNITZ m'a fait le très grand honneur de consentir à juger ce travail en participant à mon jury de thèse. Je le prie de bien vouloir accepter l'expression de ma respectueuse reconnaissance.

- La réalisation d'une partie de ces expériences a été rendue possible grâce à l'amabilité de Monsieur JOLY du S.M.P.N.F. du C.E.N. de Saclay qui a accepté de mettre à ma disposition les moyens techniques nécessaires et qui a suivi la marche de ce travail avec beaucoup d'attention. Je tiens à l'assurer ici de ma très profonde gratitude.

- Je voudrais, aussi, adresser mes très vifs remerciements à Monsieur le Professeur PETIT qui a bien voulu consentir à juger cette thèse.

- Je tiens également à remercier très chaleureusement Monsieur le Professeur SIKKELAND pour les très fructueux conseils qu'il a bien voulu me prodiguer.

- Madame A. GARIN du C.E.N. de Saclay a accepté, avec une extrême amabilité, de réaliser pour nous la série de détecteurs de particules alpha indispensables à ce travail. Je la prie de bien vouloir accepter ici mes plus vifs remerciements.

- Les résultats exposés dans ce mémoire sont le fruit d'une collaboration très étroite avec mes camarades M. RIBRAG et C. SIGNARBIEUX sans la grande compétence desquels ce travail n'aurait pu être mené à bien. Qu'ils veuillent bien accepter mes remerciements les plus amicaux.

- Monsieur ASGHAR n'a cessé, depuis son arrivée au Laboratoire, de me prodiguer conseils et encouragements. L'amitié dont il a bien voulu m'honorer m'a été très précieuse et je tiens à l'en remercier très sincèrement et à l'assurer de toute ma reconnaissance.

- Depuis de nombreuses années, j'ai pu apprécier la très grande amabilité et la compétence de mon ami DOAN Thu Phong, avec qui j'ai toujours travaillé dans un climat de compréhension réciproque. Qu'il soit ici très vivement remercié pour le concours amical qu'il m'a apporté durant la réalisation de ce travail.

- Je voudrais également remercier Madame M.F. FRAIGNEAU qui a effectué une partie des mesures au microscope et s'est occupée de coordonner le travail de ses collègues.

- Madame VIRASSAMINAIKEN a réalisé un grand nombre de mesures au microscope. Il en est de même de Monsieur N.M. CHAU qui s'est, en outre, chargé de la mise en page de toutes les figures de ce mémoire. Leur collaboration m'a été très précieuse et je les en remercie très chaleureusement.

- J'aimerais aussi remercier Monsieur M. CORNAGO et son équipe de mécaniciens qui ont participé à la fabrication de tous les accessoires mécaniques indispensables dans ces expériences.

- Mes remerciements vont également à l'ensemble de mes camarades du Laboratoire avec lesquels j'ai eu des discussions très fructueuses.

- Mademoiselle CARIN a bien voulu se charger de la mise en page de cet ouvrage. Elle s'est acquittée de cette tâche avec autant de gentillesse que de compétence. Je la prie de bien vouloir trouver ici l'expression de ma plus vive reconnaissance.

INTRODUCTION

Dans la plupart des cas, lorsqu'un noyau lourd subit la fission, soit sous l'influence de particules de basse énergie, soit spontanément, il se divise en deux noyaux de masse comparable. Chacun d'eux se trouve très excité et peut perdre son énergie d'excitation en émettant des neutrons ou des rayonnements gamma.

Cependant, PRESENT[1] avait déjà montré que, du point de vue dynamique, le modèle de la goutte liquide permettait une rupture en trois fragments.

Bien que n'ayant jamais publié les résultats de ses travaux sur ce sujet ALVAREZ[2] a, le premier, observé un évènement au cours duquel était émise une particule chargée, légère, très énergétique, en plus des deux gros fragments de fission habituels. Cette constatation a été effectuée au cours d'une étude de la fission de ^{235}U par neutrons thermiques.

Nous devons la première publication concernant ce phénomène à S.T.TSIEN, Z.W.HO, R. CHASTEL et L.VIGNERON[3]. Ces auteurs ont étudié l'émission de ces particules légères chargées au cours de la fission de ^{235}U par neutrons thermiques. Et, pour cela, ils ont utilisé la technique des émulsions nucléaires chargées. Toutefois, l'absence d'Uranium enrichi en isotope 235 a rendu leur tâche très difficile, par suite de la faible section efficace du phénomène.

Néanmoins, ils sont parvenus à montrer que la particule légère était, dans la plupart des cas, une particule alpha. Ils ont également donné le spectre en énergie de cette particule et sa distribution angulaire par rapport aux fragments de fission.

Il est à noter que l'on a observé également des évènements dans lesquels les trois fragments possèdent des masses très voisines les unes des autres[4, 5]. Cependant ce phénomène se révèle extrèmement rare dans le cas de la fission induite par particules de faible énergie. Toutefois, cette étude se poursuit dans certains laboratoires, soit par la technique des détecteurs à semi-conducteurs[5], soit par la technique des détecteurs solides (micas, plastiques etc...).

Ce phénomène a également été mis en évidence lors de la fission d'éléments lourds par protons de très haute énergie [6, 7] ainsi que par ions lourds[8]. Néanmoins, ces études demeurent à un stade peu développé étant donné la faible taux de production du phénomène dans le cas de la fission à haute énergie. Et, de plus, il s'avère souvent très difficile de montrer que l'évènement étudié ne provient pas d'un effet parasite, un choc par exemple.

Aussi nous ne poursuivrons pas davantage l'étude de ce phénomène bien que celle-ci nous paraisse très intéressante.

Depuis la parution du premier article de TSIEN et al. un certain nombre de travaux ont été publiés dans lesquels les principaux cas de fission étudiés sont la fission de ^{235}U par neutrons thermiques et la fission spontanée de ^{252}Cf.

Quelques travaux concernent la fission de ^{238}U par particules rapides : neutrons de 3 MeV et de 14 MeV[9) 10) 11)], protons de 17 MeV[12)] et mêmes particules alpha de 20 à 40 MeV. E.K.HYDE[13)] donne une bibliographie très détaillée dans son livre consacré à la fission.

Au cours des années qui ont suivi la découverte de ce phénomène, on a utilisé diverses méthodes pour l'étudier :

- Emulsions nucléaires [14, 15, 16, 17)]
- Chambres d'ionisation à grilles [18, 19, 20)]
- Compteurs proportionnels [21)]

De plus, une expérience a été réalisée à l'aide d'un spectrographe magnétique[22] pour analyser le spectre en énergie des particules alpha.

Grâce à ces diverses techniques, on cherchait surtout à mesurer les caractéristiques suivantes :

- Fréquence du phénomène,
- Spectre énergétique de la particule légère,
- Distribution angulaire de la particule légère et des fragments de fission.

Par la suite le développement des détecteurs à semi-conducteurs a permis d'analyser d'autres caractéristiques très intéressantes de ce phénomène et, en particulier, la nature de la particule légère [23, 24, 25, 26, 27] et la distribution en masse des gros fragments de fission.

Néanmoins, la plupart des mesures portent simplement sur quelques unes des caractéristiques du phénomène. Or, il paraît très intéressant d'étudier ces différents paramètres en corrélation.

Certaines expériences ont été tentées dans ce sens notamment par FRAENKEL et THOMPSON[28] et par SCHMITT et al.[29].

Ces études de la tripartition présentent un grand intérêt, et ceci pour plusieurs raisons :

- Si, comme le pensent de nombreux auteurs, l'émission de la particule légère s'effectue au cours de la phase de scission du système, nous disposons alors d'un excellent moyen pour étudier directement ce stade du phénomène. Ce fait s'avère très important car, contrairement aux autres étapes du processus de fission (formation et passage du point critique et désexcitation des fragments) qui sont relativement faciles à étudier d'une manière directe, la scission paraît très difficile à atteindre.

De plus, hormis l'intérêt que présente l'étude de cette phase du point de vue du phénomène de fission lui-même, on constate que l'on peut également de cette manière, étudier le comportement de la matière nucléaire dans

un état de déformation extrême.

Ceci a d'ailleurs été exploité dans notre groupe et l'on a procédé au calcul d'un certain nombre de paramètres nucléaires concernant les fragments de fission très déformés[30].

- Actuellement, un des moyens d'attaque des études sur la tripartition consiste à envisager la possibilité d'une grande analogie entre ce phénomène et la fission binaire. Or, actuellement beaucoup de résultats expérimentaux semblent en faveur de cette conception. De ce fait, on peut espérer que l'étude de la fission pourra être approfondie puisque nous possèderons alors d'avantage de paramètres que dans les expériences sur la fission binaire.

Et, de plus, les travaux récents de STRUTINSKII [31, 32, 33] montrent que l'étude de la fission peut apporter un très grand nombre de renseignements pour la connaissance de la structure nucléaire des noyaux lourds.

Le travail de FRAENKEL et THOMPSON[28] portait sur le ^{252}Cf. Ces auteurs ont analysé la variation de l'angle entre la particule légère et le fragment léger de fission dans différents domaines du rapport des masses des gros fragments.

Dans un travail plus récent FRAENKEL [34] a étudié cette même variation, mais il a aussi procédé à des analyses corrélées sur l'énergie de la particule légère, l'angle entre cette particule et le fragment léger de fission, l'énergie totale, et le rapport des masses des fragments de fission. Cette étude paraît donc assez complète mais la précision angulaire des résultats n'est pas très bonne. En effet, ce travail a été effectué à l'aide de détecteurs à semi-conducteurs et, ainsi que nous le verrons ultérieurement, cette technique présente de nombreux inconvénients pour effectuer ce genre de mesures.

Ce dernier travail n'était pas encore publié au début de notre propre étude. Et, malgré cette publication, il nous a paru intéressant de poursuivre

notre expérience puisque, d'une part il n'existait pas de résultat sur la tripartition de ^{235}U concernant une étude aussi complète que celle que nous avions entreprise, et que, d'autre part, nous pouvions obtenir une précision angulaire supérieure.

SCHMITT et al.[29] se sont intéressés à la distribution en masse des gros fragments de tripartition de ^{235}U par neutrons thermiques. Ils ont également étudié cette distribution en masse pour différents domaines d'énergie de la particule alpha ainsi que l'énergie cinétique totale en fonction de la masse des fragments de fission pour ces mêmes domaines.

Plus récemment, SCHMITT et FEATHER[35] ont utilisé les résultats de cette même expérience pour calculer une quantité qu'ils appellent $P_\alpha(M)$. Pour définir ce paramètre il faut supposer qu'un seul des deux fragments perd les quatre nucléons formant la particule alpha de tripartition. Dans ce cas, $P_\alpha(M)$ représente la probabilité de tripartition à partir d'une fission binaire dont un des fragments possède la masse M.

Malheureusement, au cours de cette expérience, les auteurs n'ont pas pu obtenir des résultats valables dans les régions des masses symétriques et très asymétriques. C'est pourquoi, ils ne fournissent aucune donnée concernant ces zones.

Ceci provient du fait qu'il est très difficile de mesurer les masses des fragments dans ces domaines, principalement à cause du très faible taux de production d'évènements dans cette région des masses.

Nous disposions d'un appareillage permettant de réaliser des mesures précises de masses et d'énergies y compris dans ces zones. C'est pourquoi nous avons choisi de reprendre cette expérience de manière à obtenir des résultats dans les cas où les masses des gros fragments sont soit égales soit très différentes.

De ce fait, à l'aide des deux expériences que nous avons entreprises qui sont très liées et bien complémentaires, nous avons pu obtenir des résultats sur de multiples aspects de la tripartition de ^{235}U par neutrons thermiques.

Dans la première partie de notre travail, nous étudierons les théories en présence concernant le mécanisme d'émission des particules légères chargées de tripartition.

Dans la deuxième partie, nous exposerons notre expérience réalisée à l'aide d'émulsions nucléaires.

Au cours de la troisième partie, nous relaterons une expérience d'un autre type qui nous a permis de mesurer les masses et les énergies des fragments de tripartition.

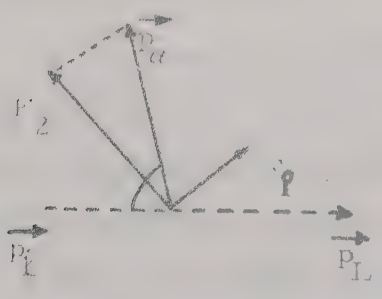
Dans une dernière partie, nous exposerons les calculs théoriques réalisés en vue de retrouver un certain nombre de caractéristiques de la tripartition. Ces derniers sont essentiellement basés sur la répulsion coulombienne entre les divers fragments.

Toutefois, avant d'entreprendre l'étude de la tripartition nous devons noter que nous appelons : "tripartition" un évènement comprenant deux gros fragments de masses comparables à ceux obtenus en fission binaire et une particule légère chargée (Les deux gros fragments sont appelés fragment lourd et fragment léger comme en fission binaire).

ETAT DE LA THEORIE CONCERNANT L'EMISSION DES PARTICULES LEGERES.

1. INSTANT et MODE D'EMISSION DE LA PARTICULE LEGERE.

Dès que les premiers résultats concernant la distribution angulaire des particules légères par rapport au fragment léger de fission furent connus, TSIEN [36] a avancé l'hypothèse que ces particules étaient émises dans la région comprise entre les deux fragments, à un instant très proche de la scission, et, à partir d'un point situé à une courte distance de l'axe commun des deux fragments.



En effet, si la particule est émise dans ces conditions, elle subit fortement l'influence coulombienne des deux gros fragments de fission, comme il apparaît sur le schéma ci-contre.
La force coulombienne due au fragment lourd étant plus importante que celle associée au fragment léger, l'angle θ_α^L possède une valeur légèrement inférieure à 90°.

- Le rapport des forces peut être modifié par celui des charges des fragments de fission, et, également par celui des distances entre la particule légère et chacun des gros fragments de fission.

Les auteurs supposent que la goutte liquide figurant le noyau fissile se sépare en trois gouttelettes dont une, beaucoup plus petite, est située entre les deux autres. Ils pensent que, sous l'effet de vibrations violentes, la gouttelette centrale peut être placée hors de l'axe commun. Si la séparation a lieu alors, la particule légère peut subir une accélération sous l'effet des forces coulombiennes.

Quelques années plus tard, ALLEN et DEWAN [37] ont supposé que la particule légère était émise avant la scission du noyau. Ils pensent que la surface du noyau est très déformée et que l'émission peut avoir lieu à partir d'un point où la barrière de potentiel se trouve plus faible ; ce qui expliquerait la distribution étroite de l'angle θ^{l}_{α} .

De plus, il existe une liaison entre la probabilité d'émission alpha et la vie moyenne du noyau composé : plus celle-ci est longue, plus la probabilité d'émission alpha est grande. Il en découle que cette probabilité doit décroître quand l'énergie d'excitation augmente ; ceci étant d'ailleurs vérifié pour des énergies d'excitation allant jusqu'à 20 MeV.

Cependant, FULMER et COHEN [22] ont montré que cette théorie présentait un défaut très important. D'après ces mêmes auteurs la partie de plus haute énergie de la distribution en énergie des particules alpha ressemble à celle d'une distribution d'évaporation correspondant à une température nucléaire de 1,4 MeV. Par suite, la pénétration de la barrière coulombienne par des particules alpha d'énergie supérieure à 17 MeV est égale à l'unité.

FULMER et COHEN ont calculé le facteur de pénétrabilité des particules alpha pour différents noyaux de charge $Z = 30$, 50 et 90 . Selon eux, il faut prendre $Z = 20$ pour que le facteur de pénétrabilité soit égal à 1 , pour des particules alpha d'une énergie supérieure à 17 MeV . Or, les expé-

riences n'ont jamais mis en évidence des fragments de fission avec une aussi faible valeur de la charge.

Plus récemment, RAMANNA et ses collaborateurs [10] ont émis l'hypothèse que la particule alpha était évaporée à partir du noyau composé, à un instant situé entre le passage par le point de déformation critique et le point de scission.

Ils pensent que le spectre observé résulte de plusieurs spectres correspondant à l'évaporation à partir de divers stades de déformation du noyau. Chaque stade correspondant à une énergie d'excitation déterminée.

Toutefois, cette théorie se heurte à une difficulté assez importante : ainsi que le montre HALPERN [38, 39], l'évaporation d'une particule alpha nécessite une énergie de l'ordre de 28 MeV . Or, il semble très peu probable, qu'un noyau devant fissionner par la suite, puisse disposer d'une telle énergie pour émettre, au préalable, une particule alpha.

Pour essayer de pallier cet inconvénient, RAMANNA suggère que la barrière coulombienne soit très abaissée dans le col, les protons étant rejetés aux extrémités des fragments dans certains cas particuliers de déformation.

Bien que ces considérations soient très qualitatives, ce fait semble très peu probable. En effet, on constate expérimentalement que la particule alpha est soumise à des forces coulombiennes très importantes.

D'autre part, nous montrons dans la dernière partie de notre travail que les résultats expérimentaux peuvent être retrouvés si l'on suppose que la particule alpha est soumise au champ coulombien de deux ellipsoïdes de révolution uniformément chargés en volumes.

De plus, le taux d'évaporation de particules alpha doit être beaucoup plus faible que ceux que l'on observe en les comparant au nombre de neutrons

évaporés. HALPERN[39] calcule que l'on doit obtenir, au plus, une particule alpha pour 10^9 fissions binaires, alors que le taux est de 1/500 dans le cas de la fission de ^{235}U par neutrons thermiques.

Il semble donc que la théorie de RAMANNA possède de faibles chances de refléter le mécanisme de l'émission de particules α de tripartition.

N. FEATHER[40, 41] a suggéré l'idée que la particule alpha est émise par le fragment lourd, quand celui-ci est pauvre en neutrons, juste après la scission. L'énergie nécessaire à l'émission de cette particule est récupérée sur l'énergie de déformation du fragment qui retrouve sa forme normale. Toutefois, cette hypothèse implique à priori un certain nombre de conséquences :

A masse égale, le nombre de neutrons produits par le fragment lourd de fission binaire doit être inférieur au nombre de neutrons émis par ce même fragment dans le cas de la tripartition. En effet, celui-ci utilise une partie de son énergie d'excitation pour émettre la particule alpha.

Néanmoins, dans cette hypothèse, les noyaux qui produisent la particule alpha sont tels que l'énergie de liaison de cette dernière est nulle ou très proche de zéro. Donc, ce noyau ne doit dépenser, pour cette émission, qu'une énergie proche de l'énergie cinétique initiale de la particule α . Les calculs de trajectoires[38, 42, 43, 44, 45] montrent que cette dernière reste de l'ordre de 2 MeV. Il en résulte que, à masse égale, la différence entre les énergies d'excitation d'un fragment lourd en fission binaire et en tripartition, est d'environ 2 MeV. Ceci correspond à peu près à 40 à 50% de l'énergie de liaison du dernier neutron dans un noyau de masse compris entre 140 et 160[46,47]. Il en résulte que le nombre de neutrons émis par le fragment lourd risque d'être peu affecté par l'émission de la particule α .

En examinant les résultats obtenus par NARDI et al.[48], on cons-

tate que le nombre de neutrons produits par chaque fragment en fonction de leur masse, reste à peu près le même en fission binaire et en tripartition. Les deux courbes apparaissent à peu près identiques dans le cas du fragment lourd, alors qu'une différence un peu plus marquée se révèle dans le cas du fragment léger.

Néanmoins, compte tenu des remarques faites antérieurement, il ne semble pas que ceci soit suffisant pour infirmer l'hypothèse de FEATHER.

D'autre part, KAPOOR et al.[49] ont mesuré le spectre de rayon X_K émis dans la fission spontanée du ^{252}Cf. Il semble que l'énergie moyenne des rayons X émis en tripartition soit supérieure à celle que l'on peut attendre dans le cas où l'hypothèse de FEATHER serait exacte.

Toutefois, ces auteurs n'effectuent aucun calcul précis concernant cette hypothèse; et, il semble donc que ce genre d'expérience ne soit pas non plus suffisant pour vérifier la théorie de FEATHER.

Cependant, une lacune apparaît dans cette théorie. En effet, toutes les hypothèses servant à l'établir se basent uniquement sur les distributions en masse des fragments de tripartition, et il n'intervient aucune considération sur le spectre énergétique des particules α .

En utilisant des raisonnements inspirés par la radioactivité alpha, N. FEATHER[50] est amené à penser que la particule alpha est émise à un instant situé à environ 10^{-18} s. après l'instant de scission.

Plusieurs auteurs [38, 42, 43, 45] ont effectué des calculs sur les trajectoires suivies par la particule α avant qu'elle ne prenne sa direction définitive. Ils arrivent tous à la conclusion suivante : pour obtenir un spectre d'énergie de particule α en accord avec les résultats expérimentaux, il faut supposer que le temps d'émission de cette particule est de l'ordre de 10^{-21} s. Donc, l'écart entre ces résultats et l'hypothèse avancée par FEATHER paraît très important.

TABLEAU I

Taux de production des différentes particules légères.

Nature de la particule	Type de Fission		
	^{235}U + neutrons thermiques	^{233}U + neutrons thermiques	^{252}Cf spontanée
^{1}H	2		1,1
^{2}H	0,6	0,24	0,63
^{3}H	5,5	0,35	6,42
^{3}He		1,9	0,075
^{4}He	100	100	100
^{6}He	0,8	0,62	1,95
^{8}He	9.10^{-3}	$2,3.10^{-2}$	$6,2.10^{-2}$
^{6}Li			$1,1.10^{-3}$
^{7}Li			$8,1.10^{-3}$
^{8}Li			$1,5.10^{-3}$
^{9}Li			9.10^{-4}
Ions Li	14.10^{-3}	$2,9.10^{-2}$	0,126
^{9}Be			2.10^{-4}
^{10}Be			4.10^{-4}
Ions Be	$4,2.10^{-3}$	4.10^{-3}	0,156
B	2.10^{-4}		
C	2.10^{-4}		

Les valeurs sont calculées par rapport au taux de production des particules alpha et sont données pour 100 particules alpha .

De plus, il semble difficile d'expliquer par cette même théorie l'émission de particules aussi lourdes que le Beryllium. Or, de telles particules ont été détectées aussi bien dans la tripartition spontanée du ^{252}Cf [25] que dans la fission du ^{235}U [51] et du ^{233}U [27] par neutrons thermiques, comme on peut le constater sur le tableau I.

Tous ces auteurs ont mesuré le spectre en énergie de ces diverses particules.

Les formes obtenues se révèlent très semblables à celles du spectre des particules α . Il semble donc logique, en tenant compte des résultats actuels, de supposer que le mode d'émission est le même pour toutes les particules légères de tripartition.

I. HALPERN[38] suppose que la tripartition se produit suivant un mécanisme en une seule étape. C'est-à-dire que la particule légère n'est pas émise par un fragment, mais, est laissée entre les deux fragments au moment de la scission.

Dans ce cas, contrairement à l'hypothèse avancée par FEATHER, on ne parle plus de fragment lourd de composition particulière, mais, on suppose que le fragment de fissionpossède les mêmes caractéristiques qu'en fission binaire. Dans ce cas, une énergie très importante est nécessaire pour libérer une particule α dans l'espace compris entre les deux fragments.

L'énergie nécessaire pour extraire la particule α du fragment peut se calculer à l'aide de la relation suivante :

$$E = B_{\alpha 1} + V_{\alpha 1} + V_{\alpha 2}\left(1 - \frac{d_{\alpha}}{D}\right) + K_{\alpha} \qquad (1)$$

$B_{\alpha 1}$ représente l'énergie de liaison de la particule α dans le fragment 1.

$V_{\alpha 1}$ est l'énergie potentielle coulombienne de la particule α dans le champ du fragment 1.

$V_{\alpha_2}\left(1 - \frac{d_2}{D}\right)$ représente l'influence coulombienne du second gros fragment de fission.

K_α caractérise l'énergie cinétique initiale de la particule α.

En considérant l'équation (1), on peut obtenir une très bonne approximation de l'énergie nécessaire en prenant les valeurs les plus probables des différents termes.

Dans le cas de la fission de ^{236}U, le rapport des charges des deux fragments : $Z_1/Z_2 = 3/2$, $Z_1 + Z_2 = 92$ soit $Z_1 = 55$. dans le but de simplifier les calculs, on peut supposer : $d_1 = d_2 = \frac{D}{2}$ où D représente la distance des centres des deux gros fragments que l'on peut considérer comme sphériques.

L'énergie cinétique de la particule alpha est à peu près celle qui est nécessaire à celle-ci pour s'échapper du volume occupé par le col.

Notons que cette énergie est fournie par l'expression suivante :

$$K_\alpha \sim \frac{3\hbar^2}{2 M_\alpha} \left(\frac{\pi}{L}\right)^2$$

$$\text{avec} \quad L^3 = \frac{4\pi}{3} r_o^3 A_N$$

A_N étant le nombre de nucléons dans le col juste avant la scission.

En suivant le raisonnement ci-dessus, nous pouvons calculer l'énergie nécessaire à la libération de n'importe quelle particule puisque toutes les caractéristiques peuvent être obtenues et que l'on peut raisonnablement supposer que le nombre A_N de nucléons à l'intérieur du col est de l'ordre de 20. Ce qui donne $K_\alpha \sim 4$ MeV.

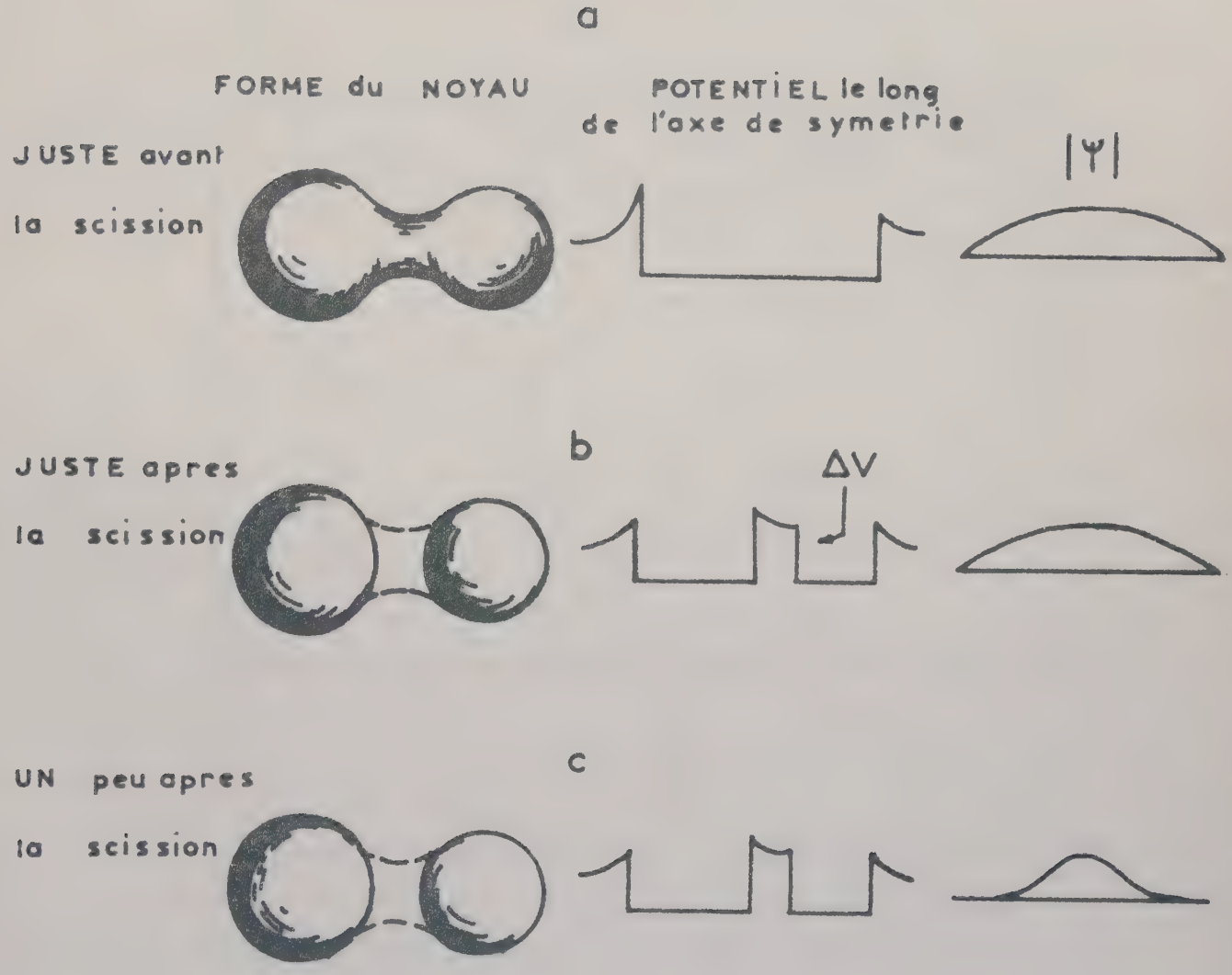
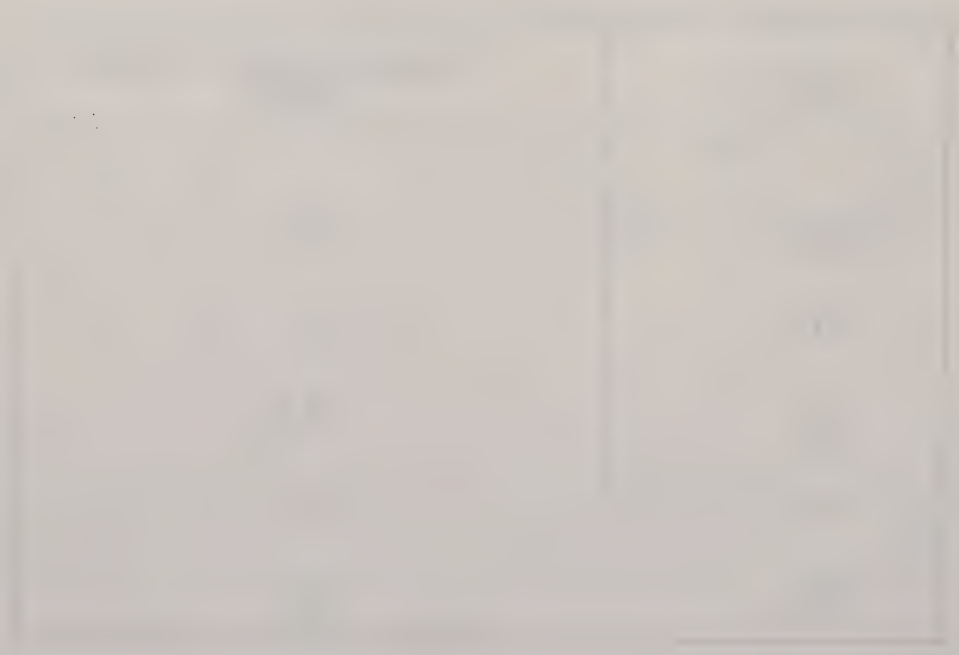

a
FORME du NOYAU
POTENTIEL le long de l'axe de symetrie
JUSTE avant la scission
|Ψ|
b
JUSTE apres la scission
ΔV
c
UN peu apres la scission

Fig.1

TABLEAU II

Energie nécessaire à l'émission de diverses particules légères chargées (d'après Halpern).

Particule	Energie requise calculée (MeV)
^{4}He	29
^{3}He	45
^{3}H	28,5
^{2}H	33
^{1}H	38,5



On obtient ainsi les résultats portés sur le tableau II . Mais, pour faire les calculs, on a considéré le fragment lourd et le fragment léger les plus probables.

Nous remarquons la valeur extrèmement grande de ces énergies. Il est donc nécessaire de disposer d'une énergie importante concentrée dans peu de degrés de liberté. Et, de trouver un mécanisme permettant de transférer cette énergie à la particule avec une probabilité raisonnable

HALPERN pense que cette énergie doit être recherchée dans la déformation des fragments au moment de la scission. Il suppose que l'énergie potentielle de la particule α varie, non pas d'une façon adiabatique, mais d'une manière extrèmement rapide comparée à sa fréquence de vibration propre.

Cette idée peut se justifier assez aisément en supposant que la particule α se forme dans le col réunissant les deux gros fragments de fission. Sur la figure 1. sont représentées les formes des fragments, du potentiel le long de l'axe de symétrie, et de la fonction d'onde de la particule α à trois instants très proches de la scission.

Au stade a , la particule α est située dans le col, elle voit un potentiel de puits carré et sa fonction d'onde a l'étendu de ce puits carré.

Au stade b , les deux fragments se sont retirés très rapidement, le potentiel de la particule α se trouve relevé très brutalement mais sa fonction d'onde n'a pas pu changer aussi rapidement à cause de sa fréquence de vibration propre relativement faible.

Au stade c ,l'étendue de la fonction d'onde de la particule α a diminué, son énergie potentielle a considérablement augmenté et elle a alors la possibilité d'être libérée entre les deux gros fragments.

On peut établir une analogie mécanique simple avec ce phénomène. Il s'agit d'un ressort au bout duquel est accrochée une masse et que l'on étire très brutalement. Si l'extension du ressort se fait très rapidement, la masse reste en place durant ce mouvement et récupère très brutalement toute l'énergie potentielle contenue dans le ressort. L'énergie potentielle résultante se trouve beaucoup plus importante que celle que l'on aurait obtenue en provoquant une extension lente du ressort, car, dans ce cas, le mouvement aurait été adiabatique

De leur côté, GEILIKMAN et KHLEBNIKOV [52] émettent une hypothèse qui présente une certaine similitude avec celle de HALPERN. Ils supposent que la particule α est préformée dans le col joignant les deux fragments. Lorsque la largeur du col atteint une dimension de l'ordre du diamètre d'une particule α celle-ci n'est plus entourée par des nucléons du "côté extérieur". Dans ce cas, la barrière nucléaire de la particule α se trouve très diminuée. Il en est de même de la barrière coulombienne à cause de l'éloignement des fragments.

Le processus de déformation possédant un caractère adiabatique l'énergie de la particule α, comptée à partir du fond du puits de potentiel, restera constante. Il est alors possible que cette énergie soit supérieure à la barrière et la particule α peut alors quitter le noyau.

GEILIKMAN et KHLEBNIKOV pensent que l'émission de la particule alpha provoque la rupture du noyau. Il s'agit donc bien là d'un processus en une étape. Nous devons cependant remarquer qu'ici le processus diffère un peu du processus de la fission binaire puisque la rupture du col ne provient pas seulement de l'étirement, mais fait intervenir également l'émission d'une particule α.

La différence essentielle existant entre ce modèle et celui de HALPERN réside dans la manière dont la particule α acquiert l'énergie nécessaire à son émission. Selon la théorie de HALPERN, l'énergie potentielle de la particule augmente pour devenir supérieure à la barrière, alors que dans celle de GEILIKMAN l'énergie ne varie pas, mais la barrière s'abaisse jusqu'à lui devenir inférieure.

De plus, GEILIKMAN suppose que le processus a un caractère adiabatique contrairement à HALPERN qui émet l'hypothèse de "approximation rapide" à caractère non adiabatique.

Toutefois, ces deux auteurs supposent l'un et l'autre que les fragments de fission sont en mouvement l'un par rapport à l'autre au moment de la rupture, ce en quoi ils s'opposent aux théories de TSIEN et de RAMANNA.

Nous pouvons maintenant concidérer un autre point de comparaison entre les modèles de GEILIKMAN et de HALPERN.

Ce dernier peut, en faisant intervenir l'énergie de liaison de différentes particules légères (^{4}He, ^{3}He, ^{3}H, ^{1}H), calculer leur probabilité relative de production au cours de la tripartition. Les résultats concordent en partie avec ceux des mesures expérimentales de WEGNER[53].

Il existe pourtant un écart assez important pour les tritons. L'auteur explique ce phénomène par le fait que la préexistence d'une particule α dans le noyau est plus probable que celle d'un triton.

A l'aide du modèle de GEILIKMAN il paraîtrait difficile de calculer l'énergie de liaison d'une particule puisque celle-ci n'est plus reliée qu'à quelques nucléons au moment de son émission.

D'autre part, la probabilité de présence de nucléons dans le col semble insuffisante pour expliquer le taux de production de chaque particule, car, les protons seraient alors les plus nombreux parmi les particules chargées.

Donc, si le mécanisme proposé par GEILIKMAN semble plus satisfaisant que celui de HALPERN puisqu'il fait appel à un mécanisme adiabatique, nous devons toutefois noter qu'il présente l'inconvénient de ne pas permettre la prévision du taux de production des différentes particules chargées.

En conclusion, nous constatons qu'il existe un accord entre toutes les théories en ce qui concerne le lieu d'émission de la particule α .

Mais, celles-ci divergent au sujet de l'instant et du mode d'émission. Il semble, toutefois, qu'en ce qui concerne la théorie de FEATHER et celles faisant intervenir un mécanisme en une étape, il est difficile, pour l'instant, de les confirmer ou infirmer d'une manière directe par les expériences réalisées actuellement. Seule la forme du spectre α permet de penser que la théorie du mécanisme en une étape serait plus logique à cause du temps d'émission qu'elle entraîne.

Pour vérifier l'hypothèse de FEATHER, il faudrait mesurer à la fois, avec une grande précision, les distributions de masses et de charges des fragments ; puisque, dans le cas de la tripartition, se sont des fragments ayant un nombre de protonsanormal qui sont supposés émettre la particule α . Mais, la réalisation de telles expériences paraît très difficile à réaliser dans l'état actuel de la technique.

2. PREVISION DES DIFFERENTES CARACTERISTIQUES DES TRAJECTOIRES DES PARTICULES ALPHA.

Toutes les théories étudiées au paragraphe précédent s'accordent sur le point suivant : la particule légère chargée est émise à partir d'un point situé entre les deux fragments de fission.

Certains auteurs [38, 42, 43, 45 et 52] ont essayé d'étudier le mouvement des fragments de fission et de la particule légère chargée immédiatement après l'émission de cette dernière.

Le travail assez élaboré, le plus ancien, concernant ces calculs est dû à GEILIKMAN et KLEBNIKOV [52]. Ils se sont intéressés à l'émission des particules α , et ils ont calculé la distribution énergétique et la distribution

angulaire de ces particules.

Pour ce faire, ils ont dû intégrer les équations du mouvement des fragments de fission et des particules alpha, soit :

$$M_i \frac{d^2 r_i}{dt^2} = \text{Grad. } r_i(U)$$

L'indice i peut prendre les valeurs 1 à 3 puisque nous devons considérer trois noyaux distincts.

U représente le potentiel d'interaction électrostatique qui tient compte du fait que les deux gros fragments sont des noyaux déformés.

Les auteurs supposent que les fragments de fission et la particule alpha sont déjà animés d'une certaine vitesse au moment de la scission, qui, rappelons-le, représente l'instant supposé de libération de la particule alpha.

Ils supposent également que les vitesses initiales possibles de la particule alpha sont distribuées d'une manière isotrope et que son énergie initiale E_α^o conserve une distribution constante jusqu'à une certaine valeur maximum $E_{\alpha\ max}^o$.

Le meilleur accord entre les résultats théoriques et expérimentaux a été observé pour $E_\alpha^o = 1,0$ MeV.

On constate qu'une faible modification de $E_{\alpha\ max.}^o$ ($\sim$ 0,8 MeV) entraîne une très forte variation de l'énergie finale de la particule alpha ($\sim$5 MeV).

GEILIKMAN et KHLEBNIKOV indiquent également qu'une grande variation du rapport des masses des gros fragments (de 1,1 à 1,9) n'influence que très faiblement la distribution énergétique des particules alpha (au maximum 0,5 MeV de différence).

Nous pouvons remarquer que dans ces calculs l'instant précis de la scission, par rapport au mouvement des fragments, n'intervient pas.

HALPERN [38] a également entrepris des calculs de trajectoires des particules alpha, mais d'une manière un peu différente, afin d'étudier l'influence d'un certain nombre de paramètres.

Tout d'abord, il simplifie le problème en assimilant les fragments de fission et la particule α à trois sphères ; c'est-à-dire qu'il suppose que les charges sont concentrées en trois points.

Il montre, d'autre part, que la déformation dipôlaire d'un fragment due au champ électrique de l'autre fragment peut être considérée comme négligeable et, que l'énergie potentielle résultant de la déformation quadrupôlaire des fragments lourds est faible, au point d'émission de la particule α .

Pour étudier le problème de trajectoires de la particule α , on devrait en principe, résoudre l'équation de SHRÖDINGER à chaque instant en faisant un choix judicieux des fonctions d'onde de départ et du potentiel.

L'utilisation de cette méthode serait extrèmement longue ; il faut donc essayer de résoudre le problème d'une manière plus simple qui reste valable tant que l'on s'intéresse aux valeurs moyennes. C'est pourquoi, HALPERN utilise le modèle que nous avons décrit ci-dessus.

De plus, les rayons des deux gros fragments sont supposés être égaux à 8 Fermi. Cette quantité intervient seulement de la manière suivante : si la particule alpha s'approche à une distance inférieure ou égale à 8 Fermi du centre de charge de l'un des fragments, elle est sensée être absorbée par celui-ci.

Les charges étant supposées ponctuelles, les surfaces de potentiel doivent garder la même forme lorsque les deux fragments s'éloignent.

Seule l'échelle des valeurs varie, et on suppose que la valeur du potentiel est une fonction du temps.

HALPERN étudie d'une part le mouvement des fragments, et, d'autre part, celui de la particule α.

L'équation du mouvement des fragments s'écrie :

$$(2) \qquad \frac{1}{2} M_L \left(\frac{dX_L}{dt}\right)^2 + \frac{1}{2} M \left(\frac{dX_\ell}{dt}\right)^2 + \frac{Z_L Z_\ell e^2}{(X_L + X_\ell)} + \frac{2 Z_\ell e^2}{X_\ell} + \frac{2 Z_L e^2}{X_L} = E_o$$

Les indices L et ℓ réfèrent respectivement au fragment lourd et au fragment léger.

X représente la distance entre les charges de la particule α et du fragment considéré.

Cette équation ne peut être résolue pour tous les cas qui peuvent se présenter. Elle a été résolue pour le cas le plus probable de fission, et on a supposé :

$$\frac{M_L}{M_\ell} = \frac{Z_L}{Z_\ell} = \frac{X_L}{X_\ell} = 1,44$$

De cette manière l'expression (2) se simplifie et peut s'écrire sous la forme suivante :

$$(3) \qquad \frac{dX}{d\tau} + \frac{1}{X} = 1$$

X représente la distance entre les fragments ; l'unité de mesure est : $D = 3,34 \cdot 10^3 \cdot \frac{1}{E_o}$, D étant en fermis si E_o est en MeV;

τ = temps ; l'unité de mesure est : $11,1 \cdot E_o \cdot 10^{-21}$ s.

HALPERN insiste sur le fait que, ni la définition de D , ni le fait de décider que les fragments sont au repos à $\tau = 0$ n'impliquent que la scission se produise alors que les fragments sont encore au repos. La scission peut très bien avoir lieu pour un temps postérieur à l'instant O .

En considérant l'équation (3) on constate que $X = 1$ entraîne que $\frac{dX}{d\theta} = 0$, c'est-à-dire que l'on peut considérer que $X = 1$ (soit $X = D$) représente la distance entre les fragments au début de leur mouvement.

Si l'on prend la valeur moyenne de $\bar{E}_o$ en tripartition, on trouve $\bar{D} = 20,5$ fermis; c'est-à-dire à peu près 3 fermis de plus que dans le cas de la fission binaire.

Ceci reflète le fait, déjà supposé par HALPERN d'une part et GEILIKMAN d'autre part, que la tripartition a lieu pour des élongations plus longues que la fission binaire.

HALPERN étudie également le mouvement de la particule α et nous verrons que cette étude lui permettra de déterminer $\hat{\theta}$.

Pour cela, il définit deux axes x et y :

x axe joignant les deux gros fragments,

y axe se trouvant dans le plan des trois particules et perpendiculaire à l'axe x .

L'origine est placée au centre de gravité des deux gros fragments. De ce fait, le système de référence est supposé rester immobile ; ce qui revient à négliger le recul imposé par la particule α aux 2 gros fragments.

De cette manière, l'équation du mouvement dans la direction x peut s'écrire de la manière suivante :

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{1,2(x + X_L)}{\left[(x + X_L)^2 + y^2 + z^2\right]^{3/2}} + \frac{(x - X_\ell)}{1,2\left[(x - X_\ell)^2 + y^2 + z^2\right]^{3/2}}$$

Pour une position (x , y , z ,) de la particule α .

Il existe deux équations similaires concernant les mouvements dans les directions y et z .

Pour permettre d'effectuer le calcul, les trois équations différentielles du second ordre sont transformées en six équations différentielles du premier ordre en faisant intervenir les vitesses. L'intégration se fait numériquement en introduisant des valeurs finies de ΔT .

L'auteur étudie, tout d'abord, la distribution angulaire des particules α par rapport aux gros fragments de fission. Il suppose, dans un premier stade, que les fragments sont au repos au moment de la scission ($\theta = 0$), puis il admet que l'angle initial d'émission de la particule α possède une distribution isotrope.

Il constate alors que

- La direction initiale de la particule α influence très faiblement cette distribution angulaire.
- Cette même distribution est également peu sensible à la position du point d'émission de la particule α par rapport aux fragments de fission. On met, toutefois, en évidence une variation d'environ 10° pour la valeur moyenne lorsqu'on passe d'une position médiane (minimum du potentiel) à une position presque tangente à un des fragments.

Rappelons cependant que ces calculs sont effectués pour une valeur bien déterminée des rapports des masses des fragments de fission.

- Le fait que le point d'émission soit situé hors de l'axe des deux fragments n'a pratiquement aucune influence.

HALPERN conclut donc que cette distribution ne constitue pas un test très valable pour déterminer les conditions initiales de l'émission des particules α , car, il ne permet de déterminer ni θ ni E_α^o .

Mais, il en va tout autrement du spectre en énergie de cette particule que l'auteur étudie par la suite. Il est amené à en tirer les conclusions suivantes :

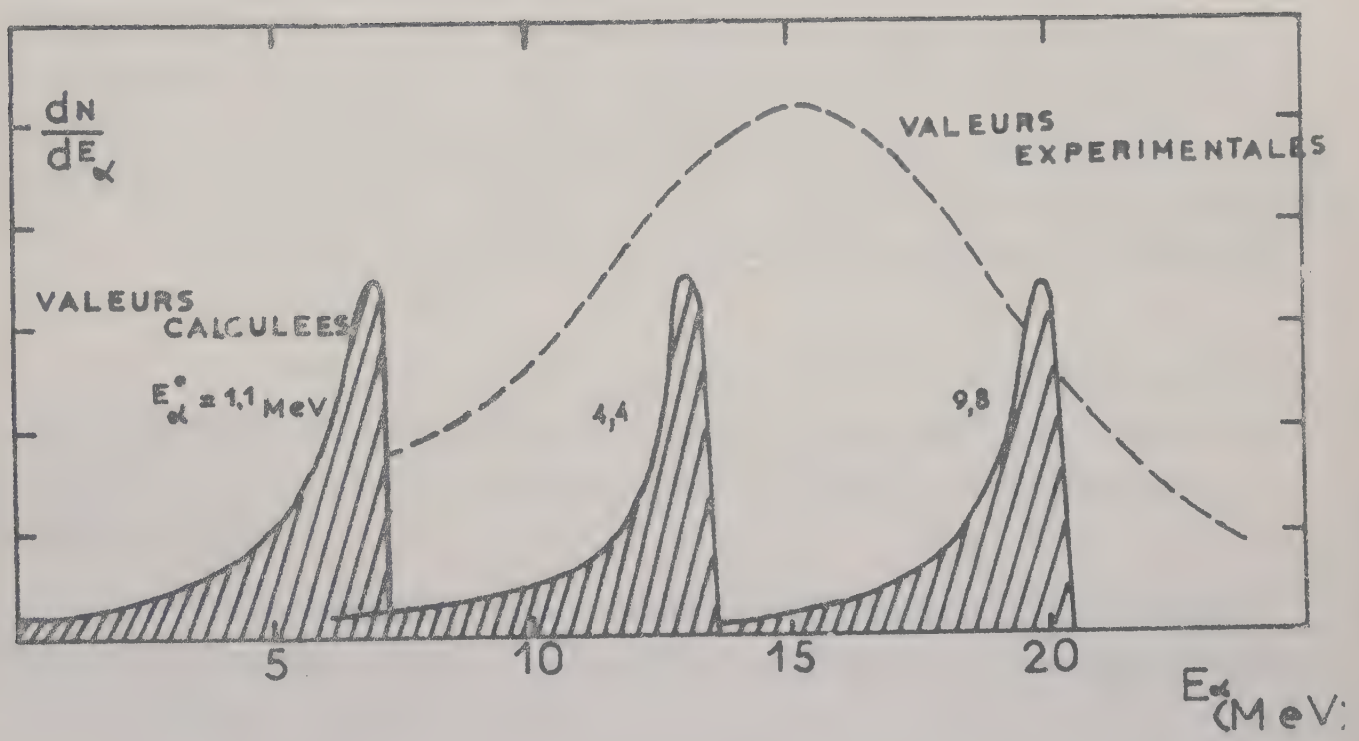

dN/dEα
VALEURS EXPERIMENTALES
VALEURS CALCULEES
E°α = 1,1 MeV
4,4
9,8
5
10
15
20
Eα (MeV)

Fig. 2

- Le spectre des particules α est peu sensible au point d'émission de ces particules, mais, manifeste une très grande sensibilité à leur énergie initiale.

- Il s'avère impossible de retrouver le spectre expérimental si l'on suppose que la scission s'effectue alors que les fragments sont au repos ($\vartheta = 0$), car, l'énergie calculée est alors beaucoup trop grande. Rappelons, toutefois, que HALPERN ne cherche pas à retrouver exactement le spectre des particules α mais qu'il calcule l'énergie résultant d'énergies initiales ayant des valeurs raisonnables (de 1 à 9 MeV) c'est-à-dire en accord avec la théorie de la tripartition qu'il a avancée et, il demande que les résultats se situent dans le domaine trouvé expérimentalement (fig. 2).

Il trouve alors que si l'on admet que la valeur la plus probable de l'énergie initiale de la particule α est 4,4 MeV (valeur déduite de la théorie de l'émission de la particule α de tripartition), la valeur la plus probable de est de $1,1 \times 10^{-21}$ s.

On constate que cette valeur du temps n'altère en rien l'accord entre les résultats du calcul et les résultats expérimentaux concernant la distribution angulaire des particules α .

En conclusion, on peut dire que le résultat le plus important de HALPERN est d'avoir mis en évidence le fait que la scission se produit alors que les fragments sont déjà en mouvement.

L'auteur calcule le temps durant lequel les fragments se déplacent avant de se séparer ($1,1 \times 10^{-21}$ s.). Ce temps est un peu plus long dans le cas de la tripartition que dans celui de la fission binaire.

Il en déduit que pour être en accord avec la théorie statistique de la fission [54, 55], il faut admettre que, si l'effet du processus statistique joue un rôle très important dans la détermination des masses des fragments, ceci doit se produire avant la scission pour satisfaire les conditions d'équilibre.

En partant du même modèle des trois charges ponctuelles, BONEH et al.[42] s'inspirent des travaux de HALPERN pour calculer l'influence d'un certain nombre de paramètres sur les caractéristiques des particules α de tripartition spontanée de ^{252}Cf.

Ils ont toutefois apporté deux modifications au modèle de ce dernier :

- Ils tiennent compte du recul imposé par la particule α aux gros fragments de fission, en supposant, que dans le système du centre de masse l'impulsion totale est celle de la particule α .

- Ils supposent que les trois impulsions se situent dans un même plan.

Les équations du mouvement sont toujours :

$$\frac{dX_{ij}}{dt} = U_{ij}$$

$$\text{et} \quad m_i \frac{dU_{ij}}{dt} = F_{ij}$$

X_{ij} coordonnée j de la particule i de masse m_i

U_{ij} composante j de la vitesse de la particule i

F_{ij} composante j de la force agissant sur la particule i

On modifie ces équations de manière à introduire des différences finies. On fait intervenir huit paramètres différents au départ :

R Rapport des masses des deux gros fragments

D Distance initiale entre les deux gros fragments (ils sont joints par l'axe x)

V_ℓ Vitesse initiale du fragment léger

V_L Vitesse initiale du fragment lourd (pour simplifier on suppose que $V_\ell = V_L$)

X_o Distance initiale sur l'axe x de la particule α et du fragment lourd

Y_o Distance initiale de la particule α à l'axe x

E_α^o Energie initiale de la particule α

θ_o Angle entre la direction initiale de la particule α et l'axe x

Par la suite, on étudie l'effet d'un de ces paramètres en conservant tous les autres fixes.

Nous voyons ici que la technique de calcul diffère sensiblement de celle de HALPERN. En effet, celui-ci n'a pas étudié systématiquement l'influence de chaque paramètre, mais, il a essayé d'établir les valeurs d'un certain nombre d'entre eux afin de retrouver les résultats expérimentaux. Cependant, les idées émises au départ concordent exactement et nous allons voir que les résultats sont également très proches :

- L'influence de l'énergie initiale de la particule α se révèle très importante (mais celle Y_o est très faible) sur la valeur de l'énergie finale de cette même particule.

- L'énergie finale de la particule α dépend assez fortement de la valeur de X_o. Rappelons, néanmoins, que ce calcul est effectué pour des valeurs uniques de tous les autres paramètres.

- L'angle final entre la particule α et le fragment léger de fission dépend très fortement de la position du point d'émission de cette particule.

Ce calcul a été réalisé pour plusieurs valeurs du rapport de masse et les auteurs portent la valeur la plus probable de X_o correspondant à chaque valeur de R. On constate alors que l'écart maximum que l'on peut attendre entre les valeurs les plus probables se situe aux environs de 10°.

Toutefois, BONEH et al. n'arrivent pas à retrouver par le calcul la forme de la variation de l'énergie de la particule α en fonction de l'angle final entre cette particule et le fragment léger de fission. Pour expliquer ce désaccord, ils émettent l'hypothèse que E_α^o dépend de X_o .

- L'énergie finale de la particule α et l'angle final entre celle-ci et le fragment léger dépendent très peu de l'angle θ_o .

Par la suite, tous les calculs sont effectués pour une seule valeur : $\theta_o = 90°$.

Pour comparer aux résultats expérimentaux, les auteurs font une composition des différents spectres qu'ils obtiennent. La méthode de calcul utilisée ici ne permet pas de déterminer la valeur de l'énergie initiale de la particule α ni celle des fragments de fission. Elle permet seulement de montrer que ces deux quantités sont positives, et, donc que les fragments sont animés d'un mouvement au moment de l'émission de la particule α .

Cependant, les résultats du calcul ne fournissent qu'un accord qualitatif avec les données expérimentales, les formes des spectres présentant seulement quelques analogies.

Notons, néanmoins, un résultat important énoncé par BONEH et al. : le spectre en énergie des particule α dépend peu du rapport des masses des gros fragments.

De leur côté, RAISBECK et THOMAS[43] ont entrepris des calculs du même genre, en prenant à peu près les mêmes hypothèses de départ que BONEH et al. Les différences résident uniquement dans le fait que l'émission de la particule α se produit toujours à partir de l'axe commun aux deux gros fragments et que l'énergie initiale de cette particule demeure indépendante de sa position sur cet axe.

Dans ces conditions, les résultats concernant l'influence des paramètres énoncés plus haut sont à peu près identiques.

La différence essentielle entre les calculs de BONEH et al. et RAISBECK et al. réside dans la manière dont ils établissent la comparaison avec les résultats expérimentaux. Ces derniers effectuent un calcul de Monte-Carlo pour réaliser une moyenne des calculs de trajectoires.

Le spectre en énergie des particules α étant le mieux connu, ils commencent par ajuster les paramètres en essayant de retrouver la forme expérimentale de ce spectre.

Remarquons néanmoins que les calculs sont toujours effectués sur les rapports de masse et de charge les plus probables. Toutefois, on obtient un très bon accord entre les spectres expérimentaux et les spectres calculés en prenant les valeurs suivantes :

$$\tau = 0,4 \times 10^{-21} \text{ s.}$$

$$E_\alpha^o \sim 2 \text{ MeV.}$$

A l'aide de ces paramètres, on a également calculé les spectres énergétiques d'autres particules légères : p, t, ^{6}He , ^{8}He, C, B, Li . L'accord avec les résultats expérimentaux se révèle très correct sauf en ce qui concerne les protons.

RAISBECK et THOMAS ont également procédé au calcul de la distribution angulaire de la particule α par rapport au fragment léger ; mais ils obtiennent ici une moins bonne concordance. Ils attribuent ce désaccord au fait que les calculs ont été réalisés pour une seule valeur du rapport des masses des gros fragments. Ce qui confirme le fait que le spectre en énergie des particules α apparaît beaucoup moins sensible que leur distribution angu-

laire à la valeur du rapport des masses des gros fragments.

A peu près en même temps que ces derniers auteurs, KATASE[45] a entrepris également des calculs de trajectoires en utilisant toujours le même modèle. Seulement, au lieu de prendre pour paramètre la distance de la particule α à l'un des fragments, il prend le rapport des distances entre les deux gros fragments et entre la particule α et le fragment léger. Toutes les autres conditions restent les mêmes, mais, les calculs sont effectués pour plusieurs valeurs du rapport des masses des gros fragments. Il s'ensuit donc que les calculs de trajectoires donnent les mêmes résultats pour une valeur donnée du rapport des masses.

Pour comparer les résultats théoriques et expérimentaux l'auteur suppose que l'angle final entre la particule α et le fragment léger de fission, ainsi que le rapport des distances entre les deux gros fragments et entre la particule α et le fragment léger, ne dépendent que du rapport des masses des deux gros fragments.

Il détermine certains paramètres en utilisant le spectre en énergie des particules α et il trouve, comme les autres auteurs, que les fragments doivent être en mouvement au moment de l'émission de la dite particule et qu'ils ont,à ce moment-là, acquis environ 1/3 de leur énergie finale.

En conclusion, nous constatons que tous les auteurs paraissent d'accord sur le fait qu'au moment de l'émission de la particule alpha les gros fragments de fission ne sont plus au repos.

Les deux seuls auteurs qui émettent une hypothèse sur le mécanisme d'émission des particules alpha, pensent que celles-ci sont produites au moment de la scission et que, par conséquent, les fragments de fission sont déjà en mouvement à cet instant.

Nous remarquons également que tous les calculs de trajectoires s'accordent au sujet de l'influence des divers paramètres sur les caractéristiques globales des trajectoires des particules alpha.

Il semble que, pour obtenir des vérifications plus précises, il soit nécessaire de faire moins d'approximations (utiliser plusieurs valeurs du rapport des masses en particulier) ; mais les possibilités restent limitées par les capacités des ordinateurs dont nous disposons à l'heure actuelle.

Il serait également très intéressant de ne plus utiliser une approximation de trois sphères, mais de prendre des gros fragments déformés.

ETUDE ANGULAIRE DE LA TRIPARTITION

Dans les pages qui suivent nous allons décrire une expérience de tripartition de ^{235}U par neutrons thermiques réalisée à l'aide d'émulsions nucléaires chargées.

Grâce à cette technique nous avons pu réaliser des mesures angulaires très précises et obtenir une précision relativement bonne sur la valeur du rapport des masses des gros fragments de tripartition (environ 10%).

Cette méthode nous a également permis de mesurer l'énergie de la particule α de tripartition avec une précision de l'ordre de 500 keV.

Au cours de cette étude, nous allons utiliser très fréquemment un certain nombre de paramètres que nous allons définir maintenant :

E_α	Energie cinétique de la particule α de tripartition
R	Rapport des masses des deux gros fragments
θ_α^ℓ	Angle entre la particule alpha et le fragment léger
M_L	Masse du fragment lourd
M_ℓ	Masse du fragment léger
E_T	Somme des énergies cinétiques des gros fragments

I - Dispositif expérimental

1°) Choix du détecteur :

Les deux principaux genres de détecteurs permettant de réaliser des mesures angulaires sont les suivants :

- Détecteurs à semi-conducteurs
- Emulsions nucléaires et autres détecteurs à traces.

Nous nous proposons donc de comparer les avantages et inconvénients de chacun de ces genres de détecteurs quand on les utilise pour l'étude de la réaction qui nous intéresse.

Rappelons, tout d'abord, qu'il s'agit de mesurer des angles dans l'espace entre les trajectoires de trois particules dont la direction de chacune est isotrope. Notons également que la section efficace de production de tri-partition se révèle très faible par rapport à celle du phénomène de fission binaire (de l'ordre de 1/500 dans le cas de la fission par neutrons thermiques).

a) Les détecteurs à semi-conducteurs

- Avantages : Ces détecteurs possèdent une très bonne résolution en énergie. Mais, dans le cas de notre expérience, cette qualité n'est pas fondamentale puisque notre étude porte surtout sur des mesures angulaires.

Avec ces détecteurs le dépouillement des résultats se révèle plus rapide et beaucoup moins fastidieux que lors de l'utilisation des autres détecteurs. Ceci constitue l'avantage primordial de cette technique qui permet d'effectuer des expériences en un temps relativement court tout en obtenant une bonne statistique.

- Inconvénients : L'inconvénient majeur de cette technique réside dans la faible efficacité de détection qui reste obligatoirement liée à la bonne

qualité des mesures angulaires. En effet, si l'on désire obtenir à la fois les masses des fragments et l'angle entre la particule α et le fragment léger, cette technique nous contraint à réaliser une triple coïncidence. Une coïncidence double est nécessaire pour mesurer les masses des gros fragments de fission, alors que l'autre permet de s'assurer qu'il s'agit d'une tripartition. D'autre part, si l'on désire obtenir une bonne résolution angulaire au cours des mesures, il est nécessaire de rendre les angles solides aussi faibles que possible. Il en résulte donc que le taux des coïncidences se trouvera très faible, alors que le taux de comptage sur chaque détecteur sera très important, étant donné le rapport des sections efficaces des réactions de fission binaire et de tripartition. En conséquence, le taux de coïncidences fortuites se révèlera très important. C'est pourquoi, dans la plupart des cas, on devra établir un compromis qui conduira à l'utilisation d'angles solides de détection relativement importants.

Afin de diminuer le taux de comptage sur les détecteurs des particules α on est amené à protéger ceux-ci par une feuille mince qui arrêtera les fragments de fission et les particules alpha de radioactivité naturelle. Mais, ce procédé présente l'inconvénient de couper le spectre des particules α à une énergie d'au moins 9 MeV. Toutefois, cet inconvénient paraît assez minime, car, cette coupure se situe en un endroit du spectre tel qu'il reste peu d'évènements pour lesquels la particule α ne peut pas être détectée.

b) Les émulsions nucléaires et détecteurs à traces

Nous ne considèrerons ici que les émulsions nucléaires chargées. Elles sont, en effet, les seules intéressantes pour l'étude des réactions que nous envisageons de réaliser.

- Méthode des émulsions nucléaires chargées :

Elle consiste à introduire les noyaux à étudier à l'intérieur de l'émulsion elle-même. Dans ce cas, l'émulsion sert à la fois de cible et de détecteur. Nous verrons ultérieurement comment cette opération peut être réalisée.

Avantages : L'émulsion servant à la fois de cible et de détecteur, nous obtenons ainsi un détecteur 4 π . Cette propriété paraît très avantageuse pour l'étude de ces réactions dans lesquelles sont produites trois particules émises chacune d'une manière isotrope.

Pour cette même raison, il n'est pas nécessaire d'effectuer de correction d'angle solide. En effet, en mesurant l'angle entre les traces, on mesure l'angle entre les directions des trajectoires des trois particules avec une précision bien supérieure à celle obtenue à l'aide d'autres détecteurs. Dans le cas de notre expérience, ce fait présente un avantage considérable puisque l'on doit procéder à des calculs de composition d'impulsion des trois particules.

Inconvénients : Le temps de dépouillement extrêmement long et fastidieux imposé par cette technique constitue l'inconvénient majeur de la méthode. Ce dépouillment, doit en effet, être effectué au microscope, ainsi que nous le verrons ultérieurement. De plus, les évènements intéressants sont noyés dans un fond de traces de fragments de fission binaire et de particules α de radioactivité naturelle. Toutefois, nous verrons par la suite qu'il existe un moyen de diminuer le nombre de ces traces parasites.

Un autre inconvénient dont l'importance apparaît cependant très faible dans le cas qui nous intéresse, réside dans la mauvaise résolution en énergie de ces détecteurs pour les fragments de fission. Bien que la réso-

lution en énergie pour les particules alpha reste moins bonne que dans le cas des détecteurs à semi-conducteurs, elle peut tout de même être considérée comme suffisante.

Etant donné que le but principal de notre expérience consistait à réaliser des mesures angulaires avec la meilleure précision possible, nous avons adopté la technique des émulsions nucléaires chargées. En effet, seule cette technique pouvait nous permettre d'obtenir des résultats précis ce qui compense, en grande partie, la faible statistique que nous pouvons en attendre.

2°) Préparation des émulsions nucléaires :

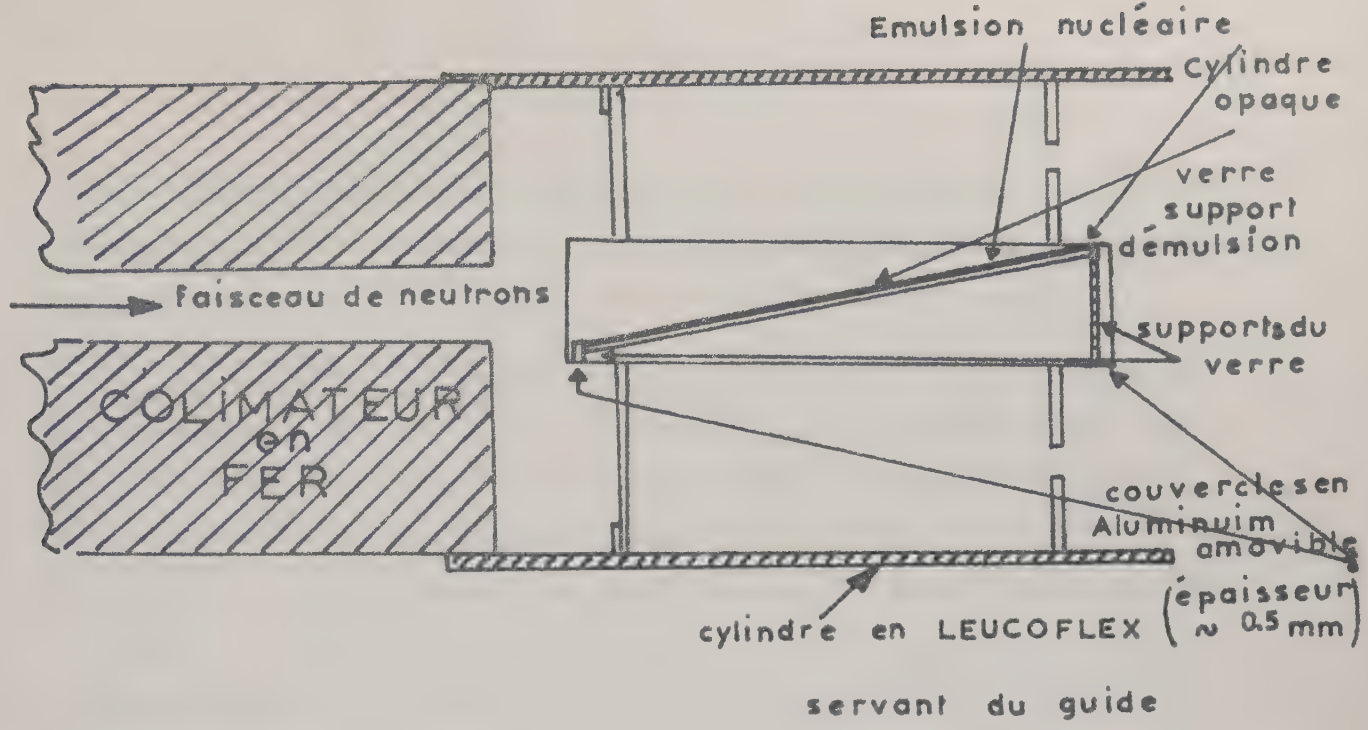
Nous avons utilisé des émulsions Ilford K 2 d'une épaisseur de 200 microns collées sur des plaques de verre. Elles ont été chargées par la méthode préconisée par DE CARVALHO[56]. Cette méthode consiste à imprégner les émulsions en les plongeant dans un bain composé de la façon suivante :

Nitrate d'Uranyle	1,17 g.
Bicarbonate de sodium	0,25 g.
Citrate de sodium	1,67 g.
Tungstate de sodium	0,1 g.
Eau	200 ml.

Nous avions obtenu le Nitrate d'Uranyle à partir d'Uranium enrichi à 93% de ^{235}U et la composition isotopique de cet uranium était la suivante :

^{234}U	0,72 %
^{235}U	93,1 %
^{238}U	5,9 %

Nous avons plongé les émulsions dans la solution indiquée ci-dessus pendant 45 minutes, temps étudié pour que la concentration soit constante dans



La partie non hachureé constitue une pièce amovible d'un seul bloc

Fig. 3

Fig. 4

tout le volume de l'émulsion. Ceci a permis d'introduire $2,5 \times 10^{18}$ noyaux d'uranium par cm^3 d'émulsion. Il était ensuite nécessaire de sécher les émulsions avant de les irradier.

En étudiant la composition de l'uranium utilisé nous constatons qu'il contient 0,72% de ^{234}U. Or, cet isotope est émetteur alpha avec une période beaucoup plus courte que les autres isotopes de l'uranium. De ce fait, bien que se trouvant en quantité très faible, il émettra un très grand nombre de particules α que nous détecterons dans l'émulsion, tant que celle-ci ne sera pas rendue insensible. Donc, pour diminuer ce fond de traces parasites, nous devons réduire le plus possible le temps séparant le début de l'imprégnation de la fin du développement. Pour cela, il faut opérer le plus près possible de la source de neutrons et réduire la durée des diverses opérations chaque fois que nous en avons la possibilité. Les opérations de chargement, d'irradiation et de développement ne peuvent pas être réduites. Par contre, le séchage a été rendu le plus rapide possible grâce à la méthode suivante : les émulsions ont été placées dans un dessicateur contenant du chlorure de calcium et dans lequel nous avons créé une dépression à l'aide d'une pompe à palettes. Grâce à cette technique l'opération durait environ 30 minutes.

3°) Irradiation :

Le schéma de la figure 3 représente le dispositif utilisé afin de placer très rapidement une émulsion dans le faisceau, puis, de l'irradier dans des conditions très facilement reproductibles.

Les neutrons thermiques fournis par la pile E L 3 du C.E.N. de Saclay avait un flux de 10^7 n/sec. x cm^2 et la section du faisceau était un cercle de 2 cm. de diamètre. Etant donné ces caractéristiques une irradiation de 3 minutes procurait un nombre suffisant d'évènements dans un bruit de fond acceptable, ainsi que nous le verrons par la suite.

4°) Développement des émulsions :

Pour obtenir un développement homogène dans tout le volume de l'émulsion, il a été nécessaire d'effectuer un développement à deux températures. Le révélateur utilisé est à base d'hydroquinone et de pyrogallol tel que A. BONNET [89] l'a mis au point. La formule en est la suivante :

Hydroquinone	0,5 g.
Pyrogallol	0,6 g.
Carbonate de potassium	50 g.
Sulfite de sodium	10 g.
Bromure de potassium	0,5 g.
Eau q. s. p.	1 l.

Etudions maintenant les différentes phases du développement :

α) - Imprégnation des émulsions dans l'eau distillée pendant 30 minutes.

Cette opération a pour but de faire gonfler les émulsions afin de faciliter la pénétration du révélateur. Notons qu'au cours de ce bain l'uranium se dilue considérablement, et, par suite, le taux de particules α de radioactivité naturelle détectées diminue notablement.

Durant cette opération nous amenons progressivement la température du bain à 2° c.

β) - Imprégnation des émulsions par bain dans le révélateur cité ci-dessus.

Ceci s'effectue à une température de 2° c. et dure 30 minutes. Durant cette période le révélateur pénètre dans l'émulsion, mais n'agit pas à cause de la température trop basse.

γ) - Séchage de la surface des émulsions qui sont ensuite placées dans une enceinte à 26° c. durant 30 minutes. La température étant alors suffisante, le révélateur peut agir.

δ) - Arrêt du développement par bain dans une solution d'acide acétique diluée à 0,2% dans de l'eau distillée. A partir de ce moment on ne détecte plus aucune trace de particule.

ε) - Fixage des émulsions par bain dans une solution à 30% d'hyposulfite de sodium dans de l'eau. Cette opération dure environ 10 heures.

ς) - Lavage des émulsions dans l'eau courante afin d'évacuer les sels pendant 24 heures environ.

η) - Séchage des émulsions. Elles sont placées dans une enceinte dans laquelle l'humidité relative reste de l'ordre de 50% afin que le séchage s'effectue assez lentement. Ceci est nécessaire pour éviter les distorsions au cours de l'évaporation de l'eau.

5°) Recherche et mesure des évènements à l'intérieur de l'émulsion :

Le dépouillement des émulsions se fait sous le microscope. Pour la recherche des évènements, nous avons utilisé un grossissement d'environ 500 fois. Ceux-ci se présentent sous la forme d'étoiles à trois branches ainsi que le montre la figure 4 . Les deux traces les plus épaisses représentent les trajectoires des deux gros fragments de fission et la troisième celle de la particule légère.

Notons que le champ du microscope utilisé dans de telles conditions a une surface de 9×10^{-10} cm^2 environ. Compte tenu du coefficient de contraction de l'émulsion dont nous reparlerons plus loin, l'épaisseur de cette dernière se trouve égale à 100 microns environ, soit 10^{-5} cm.

Nous pouvons donc explorer un volume de 9×10^{-15} cm^3 sans bouger l'émulsion sous l'objectif du microscope. Dans un tel volume, nous obtenons en moyenne 1 évènement de tripartition, 500 évènements de fission binaire et 1000 traces de particules alpha de radioactivité naturelle. Mais, la profondeur du champ du microscope utilisé dans de telles conditions ne dépasse pas un micron. De ce fait, le nombre de traces que l'on peut voir dans le champ est d'environ 50 fois inférieur à celui indiqué ci-dessus. En effet, on ne distingue que peu de traces au-delà des limites de mise au point correcte. Toutefois, les évènements intéressants se différencient très facilement à cause de leur forme particulière.

Nous effectuons les mesures en utilisant un grossissement d'environ 1.000 fois. De ce fait, nous obtenons une meilleure précision sur les mesures de longueur ainsi que sur les mesures de profondeur. Dans ce cas, en effet, la profondeur du champ du microscope devient inférieure à 0,5 microns.

Pour effectuer les mesures de longueur nous employons des micromètres introduits dans les oculaires et que nous étalonons à l'aide d'un micromètre objet.

Pour les mesures de profondeur nous utilisons les graduations du mouvement micrométrique des microscopes préalablement étalonés eux aussi.

Nous mesurons les angles à l'aide d'un oculaire goniométrique.

Nous effectuons les mesures suivantes sur chaque évènement :

- longueur de la projection horizontale de chaque trace ;
- longueur de la projection verticale de chaque trace ;
- angle entre chacune des projections horizontales ;
- distance du centre de l'étoile à la surface de l'émulsion et au verre supportant cette émulsion.

Et, étant donné les conditions d'utilisation du microscope et la forme des traces étudiées, les imprécisions sur les diverses mesures sont les suivantes :

0, 5 microns sur les projections horizontales

0, 5 microns sur les projections verticales

1 degré sur les angles.

De plus, il s'avère indispensable de prendre certaines précautions de mesures, surtout en ce qui concerne les traces très longues comme celles des particules alpha. En effet, ces particules peuvent subir une diffusion, ce qui modifie la direction de leur parcours. Si ce changement de direction se situe dans un plan faisant un angle assez faible avec le plan horizontal, on le détecte facilement et on peut mesurer la longueur réelle du parcours. Mais, si ce changement a lieu dans un plan situé à un angle proche de 90° du plan horizontal nous ne pouvons pas le détecter et la mesure est alors erronée.

Si cette erreur perturbe peu en général la valeur de l'énergie, elle peut entraîner au contraire une erreur importante sur la valeur de l'angle.

Pour éviter un tel inconvénient, on mesure la profondeur, non seulement aux deux extrémités de la trace, mais aussi à une distance de 15 microns du centre de l'étoile. En effet, il est peu probable qu'une particule de long parcours puisse être diffusée au cours des 15 premiers microns.

On peut donc ainsi déterminer la direction initiale de la trajectoire de la particule. En comparant ce résultat avec la direction que nous calculons en utilisant les profondeurs des deux extrémités de la trace, nous vérifions si la particule a subi une diffusion dans le plan vertical au cours de sa trajectoire.

Si une telle diffusion s'est produite, nous pouvons par le calcul reconstituer une trace de même longueur que celle que nous mesurons mais dont la direction reste constante.

De cette manière, on évite une erreur sur la mesure des angles. De plus, la valeur des angles de diffusion étant généralement faible, nous ne commettons qu'une erreur minime sur l'énergie de la particule α .

6°) Etalonnage de l'émulsion :

Nous venons de voir que les microscopes étaient étalonés pour réaliser les mesures. Toutefois, il faut noter qu'au cours de son traitement l'émulsion a subi des modifications. Durant le fixage, tout le bromure d'argent non révélé a été dissous par l'hyposulfite de soude, ce qui entraîne une diminution du volume de l'émulsion. Etant donné que cette dernière est collée sur du verre, la diminution de volume se traduit uniquement par une diminution d'épaisseur puisque les autres dimensions n'ont pas pu varier.

C'est pourquoi, il est nécessaire de mesurer ce coefficient de contraction. Remarquons qu'il faut connaître ce coefficient avec précision pour pouvoir effectuer les calculs d'angles dans l'espace.

a) Mesure du coefficient de contraction :

L'expression suivante nous donne la longueur L de la trace dans l'émulsion au moment de son enregistrement :

$$L^2 = H^2 + Z^2 \cdot K^2$$

H représente la longueur de la projection horizontale de la trace,

Z celle de la projection verticale de cette trace,

K le coefficient de contraction de l'émulsion.

Pour mesurer ce coefficient K, VIGNERON [57] suggère la méthode suivante :

Il est nécessaire d'avoir, à l'intérieur de l'émulsion, des traces correspondant à une distribution en énergie très étroite. Nous possédons de telles traces grâce aux particules α de radioactivité naturelle qui donnent un pic à 4, 7 MeV.

On mesure les projections horizontales et verticales de quelques centaines de traces d'inclinaison quelconque. Puis, on porte ces mesures sur un graphique en coordonnées cartésiennes où Z^2 est en abcisse et H^2 en ordonnée.

Si on suppose que toutes les traces ont une longueur égale, nous obtenons la relation suivante :

$$H^2 = -K^2 Z^2 + L^2$$

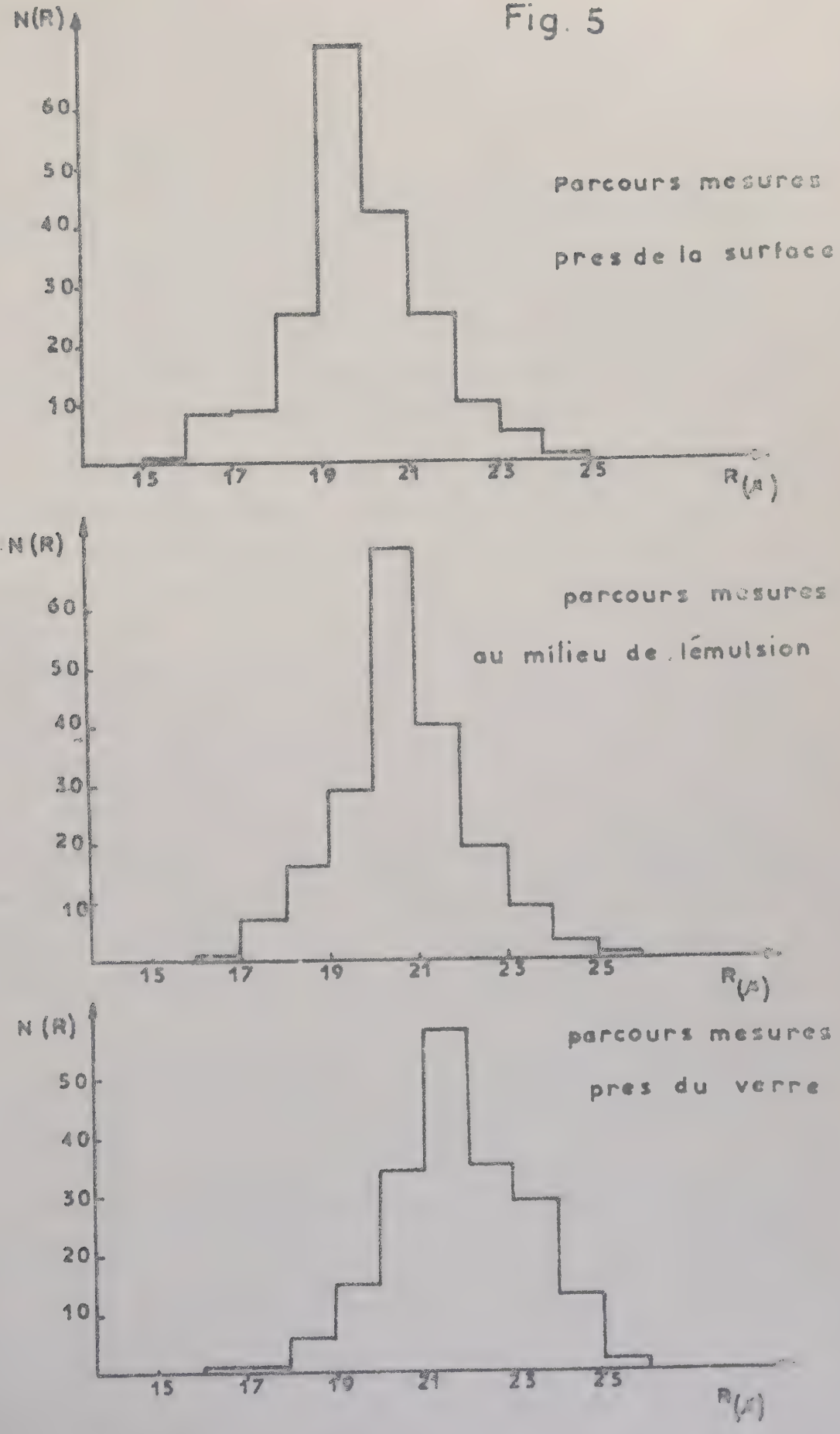
qui est l'équation d'une droite de pente égale à $-K^2$, les variables étant H^2 et Z^2. Et, dans ce cas, tous les points mesurés doivent s'aligner sur une telle droite.

Mais, en réalité, toutes les traces ne possédant pas des longueurs égales mais des longueurs voisines, on doit trouver un nuage de points qui indiquent la direction de la droite à tracer. De cette manière, on peut obtenir K avec une bonne précision.

En fait, lorsque nous avons réalisé de telles mesures, nous ne sommes pas parvenus à obtenir le nuage de points prévus. Mais, nous avpns obtenu des points qui paraissaient placés absolument au hasard.

Ce phénomène peut être attribué au séchage incomplet de l'émulsion au moment de l'irradiation. En effet, si l'émulsion contient

Fig. 5


N(R)
60
50
40
30
20
10
15
17
19
21
23
25
R(Å)
parcours mesures
près de la surface
N(R)
60
50
40
30
20
10
15
17
19
21
23
25
R(Å)
parcours mesures
au milieu de l'émulsion
N(R)
50
40
30
20
10
15
17
19
21
23
25
R(Å)
parcours mesures
près du verre

une quantité anormalement grande d'eau au moment où la particule est émise, le parcours de celle-ci se trouve allongé.

Nous avons donc été amenés à supposer qu'il existait un gradient d'humidité dans l'émulsion au moment de l'irradiation. C'est pourquoi, afin de confirmer ceci, nous avons mesuré des traces horizontales à plusieurs niveaux dans l'épaisseur de l'émulsion.

La plaque utilisée lors de ces mesures avait subi les mêmes traitements que les autres plaques. Cependant, celle-ci n'avait pas été soumise à une irradiation, mais un temps très long avait séparé le moment de son séchage de celui de son développement. De ce fait, nous pouvions facilement déceler dans l'émulsion des traces de particules α émises, alors que celle-ci était considérée comme sèche. En effet, ces traces se caractérisent par un noircissement plus régulier que celui des traces obtenues lorsque la plaque possède un très haut degré d'humidité.

Les résultats de nos mesures sont portées sur la figure 5. Nous constatons effectivement que le parcours s'allonge lorsqu'on s'enfonce vers le verre. Nous avons donc été obligé d'effectuer les corrections nécessaires pour tenir compte de cette présence anormale d'eau au moment de l'irradiation. Pour cela nous avons procédé de la manière suivante :

Le parcours d'une particule de masse M, de charge Z, et animée d'une énergie E dans une émulsion peut s'exprimer sous la forme suivante[58] :

$$R(E, M, Z) = \frac{M}{Z^2} \lambda (E) + M Z^{2/3} C_Z \left(\beta/Z\right) \qquad (1)$$

avec λ (E) parcours d'un proton d'énergie E dans l'émulsion considérée.

$M Z^{2/3} (\beta/Z)$ allongement de parcours dû au fait que l'ion capte peu à peu des électrons et se trouve donc de ce fait moins ralenti.

La présence d'eau dans nos émulsions modifiait les concentrations et nécessitait une modification de l'équation (1).

H. W. BARKAS [59] montre que lorsqu'une particule traverse un milieu contenant plusieurs composants, le parcours résultant R peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{1}{R} = \sum_i \frac{C_i}{R_i}$$

C_i désigne la fraction en poids du matériau i dans l'émulsion ($\sum_i C_i = 1$)

R_i représente le parcours de la particule dans le milieu i .

Si nous considérons l'émulsion normale comme un seul milieu et si nous y ajoutons de l'eau nous obtenons le nouveau parcours :

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1 - C_w}{R} + \frac{C_w}{R_w} = \frac{1}{R} + C_w \left(\frac{1}{R_w} - \frac{1}{R} \right)$$

avec C_w concentration en eau

R_w parcours dans l'eau

R parcours dans l'émulsion.

Nous pouvons écrire l'équation (1) pour une particule se déplaçant dans l'eau.

$$R_w = \frac{M}{Z^2} \lambda_w (E) + M Z^{2/3} C_Z$$

Rappelons que pour le cas de l'émulsion normale, nous avons :

$$R = \frac{M}{Z^2} \lambda(E) + M Z^{2/3} C_Z$$

Les valeurs de λ_w et λ sont données par BARKAS [59].

Nous pouvons introduire la quantité A :

$$A = R_w - R = \frac{M}{Z^2} (\lambda_w (E) - \lambda (E))$$

Nous obtenons alors :

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{R} - C_w \frac{A}{R(R+A)} \qquad (2)$$

Nous savons que, quelque soit la particule, son parcours dans l'eau est très supérieur à son parcours dans l'émulsion qui possède une densité beaucoup plus élevée. Soit :

$$A \gg R$$

Nous pouvons, en outre, écrire l'équation (2) sous la forme suivante :

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{R} \left(1 - C_w \frac{A}{R+A}\right)$$

Si nous négligeons R devant A nous obtenons :

$$R = (1 - C_w) \rho = \alpha \rho$$

Nous avons donc la possibilité de retrouver le parcours qu'aurait la particule dans une émulsion normalement constituée si nous connaissons la concentration en eau et le parcours dans l'émulsion anormale :

$$R = \alpha \sqrt{h^2 + K^2 z^2}$$

h et z représentent les projections horizontales et verticales mesurées dans l'émulsion dont la constitution est altérée.

Dans le cas qui nous concerne, le parcours R est celui de particules α de radioactivité naturelle dans l'émulsion normale ; nous en connaissons la valeur.

Nous avons réalisé des mesures à différentes profondeurs dans le volume de l'émulsion. Ensuite, à l'aide d'un calcul de moindres carrés, nous avons pu obtenir la valeur de K et la variation de α (ou C_w) en fonction de la profondeur.

Les résultats sont les suivants :

$$K = 2,36$$
$$C_w = 10^{-2}(7,53 \frac{H}{\mathcal{E}} + 1,47)$$

Dans l'expression ci-dessus $\mathcal{E}$ traduit l'épaisseur de l'émulsion et H = K.z.

Donc, à partir des mesures effectuées à l'aide des microscopes, nous aurons la possibilité de connaître le parcours réel des particules ainsi que la position exacte des extrémités de leur trace. Par conséquent, nous pouvons calculer les angles dans l'espace entre les différentes trajectoires.

b) Etablissement des relations parcours-énergie pour les fragments de fission :

Les relations parcours-énergie pour les éléments légers dans l'émulsion ont été établis avec une bonne précision par GERBER [60] et les résultats sont donnés sous forme de tables.

Pour rendre possible l'utilisation de ces résultats par un ordinateur, nous avons recherché les expressions ajustant au mieux ces tables grâce à un calcul de moindres carrés.

Les tables de GERBER ont été établies à partir de la formule HEKMANN et al.[58]

$$R(E,M,Z) = \frac{M}{Z^2}\,\lambda(E) + M Z^{2/3} C_Z\,(\beta/Z)$$

Mais, lorsque ce travail a été réalisé, les valeurs de C_Z permettant d'effectuer le calcul pour des valeurs de M supérieurs à 40 n'étaient pas connues.

Par la suite, les travaux de HENKE et BENTON [61] nous ont permis de calculer les relations parcours-énergie correspondant à des masses beaucoup plus lourdes [62].

En ce qui concerne les fragments de fission, nous devons, évidemment, émettre une hypothèse sur la charge. C'est pourquoi, nous prenons la charge la plus probable donnée par MILTON [46].

Le but de notre calcul étant de déterminer l'énergie de la particule connaissant son parcours, nous avons tracé les courbes $E = f(R)$ et ceci, pour plusieurs valeurs de la masse. Nous obtenons ainsi un réseau de courbes $E(R, M,)$ très proche d'une famille de droites. Ceci nous permet donc d'écrire l'expression suivante valable en première approximation :

$$E'(R, M) = aRM + bM + CR + d$$

avec $a = 0,059$; $b = 0,478$; $c = 3,667$; $d = 9,872$.

Toutefois, pour améliorer la concordance entre l'expression analytique et les valeurs déduites des courbes, nous avons été conduits à modifier légèrement l'expression précédente qui prend alors la forme suivante :

$$E(R, M) = E'(R, M) + \Delta \qquad (3)$$

avec $$\Delta = 10^{-4}\,\frac{(M - 92)(M - 116)(M - 135)(M - 110)}{0,039M^2 - 9,274M + 556,37}$$

La relation (3) a été utilisée pour exploiter le résultat des mesures.

II - Exploïtation directe des résultats des mesures

1°) Elimination des évènements aberrants :

Un programme de calcul pour I B M 360 a été établi afin de connaître les différents paramètres recherchés.

Toutefois, on peut rencontrer un certain nombre de phénomènes aberrants que l'on peut classer en deux catégories principales :

- La première de ces catégories, la plus fréquemment observée, est constituée par des évènements sur lesquels les mesures ont été incorrectement réalisées. Ces incorrections de mesures proviennent le plus souvent du fait qu'une des traces a subi un changement de direction qui n'a pas été mis en évidence.

- La deuxième catégorie d'évènements aberrants est constituée par des évènements qui possèdent l'aspect de tripartition sans en être réellement. Cette catégorie-là peut, elle-même, se scinder en deux groupes :

. Evènements constitués par une "coïncidence fortuite" entre une fission binaire et une autre trace. L'extrémité de cette autre trace est alors située à proximité du milieu de la trace constituée par les deux fissions binaires.

. Evènements dans lesquels la particule légère provient d'un choc d'un des fragments de fission sur un des constituants de l'émulsion. Ce choc doit, évidemment, se situer au début de la trajectoire d'un des fragments.

a) Elimination des évènements mal mesurés et des coïncidences fortuites :

Trois tests permettent d'éliminer ces évènements là :

- Test de coplanarité :

Le principe de conservation de l'impulsion implique que les trois traces soient coplanaires, si l'écart à la coplanarité se révèle supérieur à 2 degrés l'évènement est rejeté.

Toutefois, nous devons tenir compte du fait que les mesures de profondeur sont les moins précises que l'on puisse effectuer au microscope Pour cela nous avons employé une méthode inspirée de celle qu'utilise DOMINGO [63] au cours de mesures du même genre.

L'intervention du coefficient de contraction entraîne une erreur de mesure pouvant atteindre 2 microns. Aussi, dans nos calculs nous accordons une latitude de 2 microns aux profondeurs déduites des mesures. Nous calculons ainsi les profondeurs correspondant à un évènement coplanaire et nous conservons ces valeurs-là pour la suite.

- Test sur la somme des angles dans l'espace :

Cette somme doit, bien sûr, être égale à 360 degrés mais, pour tenir compte des erreurs de mesures possibles sur les angles nous tolérons un écart de 5 degrés dans cette somme.

Grâce à ces deux premiers tests nous parvenons à éliminer pratiquement tous les évènements incorrectement mesurés.

- Test sur les masses et énergies des fragments de fission :

Ces quantités doivent être comprises dans des limites compatibles avec les résultats de la fission binaire. Toutefois, pour éviter de supprimer des évènements valables nous laissons une marge assez large.

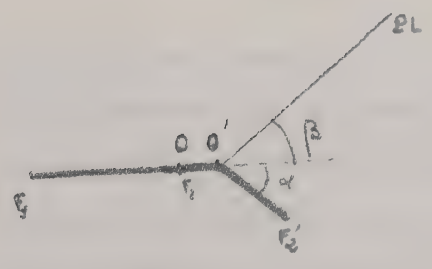
Ce test est surtout intéressant pour détecter les coïncidences fortuites. Cependant, il ne permet pas de les éliminer toutes. En effet, si cette coïncidence se produit en un point tel que les masses et les énerdes fragments soient acceptables, l'évènement peut être considéré comme valable.

Cependant, ces coïncidences fortuites résultent le plus souvent de coïncidences entre les traces de fissions binaires (un des couples de fission binaire possède une trace qui s'arrête près du centre de l'autre) , ou entre fission binaire et particule α de radioactivité naturelle.

Nous verrons, lors de l'étude du spectre des particules α, de qulle manière on peut supprimer de tels évènements.

La probabilité d'obtention d'une coïncidence entre une fission binaire et un proton projeté par un neutron rapide est très faible. En effet, une mesure réalisée sur une plaque irradiée sans avoir été chargée montre qu'il existe extrêmement peu de neutrons rapides dans le faisceau.

b) Elimination des chocs :



Un tel évènement est représenté sur le schéma ci-contre.

O : origine du fragment de fission.

F_1 et F_2 : fragments de fission (leurs trajectoires ont des directions opposées puisqu'il s'agit de fissions binaires)

O' : lieu du choc qui, au cours des mesures, sera considéré comme l'origine d'une tripartition. F'_2 : fragment de fission diffusé après le choc.

PL : particule projetée, qui, au cours des mesures, sera considérée comme une particule α .

Appelons d'autre part :

E et M l'énergie et la masse du fragment F_2

E' et M' l'énergie et la masse de la particule projetée qui se trouve initialement au repos.

L'application au point O' des principes de conservation de l'énergie cinétique et de l'impulsion conduit facilement aux relations sui-

vantes :

$$\frac{M}{M'} = \frac{\sin^2(\alpha+\beta) - \sin^2\beta}{\sin^2\alpha} \qquad (1)$$

$$\frac{E}{E'} = \frac{\sin^2(\alpha+\beta)}{\sin^2(\alpha+\beta) - \sin^2\beta} \qquad (2)$$

$$\beta < \pi \qquad (3)$$

$$\pi - \alpha > 2\beta \qquad (4)$$

Ces quatre relations nous permettent de vérifier si l'évènement analysé présente les caractéristiques d'un choc. Dans le cas d'une réponse affirmative , nous éliminons l'évènement correspondant.

Exposons maintenant la manière de procéder pour déceler les chocs;généralement, la particule légère se distingue très facilement lors de la mesure. Donc, nous connaissons les traces des deux particules susceptibles d'avoir créé le choc éventuel, et les relations (3) et (4) nous permettent de déterminer la trace de la particule qui a pu être diffusée. (Dans le cas du schéma ci-dessus il s'agit de la trace de la particule F_2) .

Ensuite, nous appliquons les relations (1) et (2) de la manière suivante :

Nous recherchons, tout d'abord, si la relation (1) s'applique à l'évènement étudié. Pour cela, nous émettons une hypothèse sur la valeur de la masse de la particule légère et nous calculons la masse correspondante du fragment de fission, supposé responsable du choc. Nous estimons qu'il existe une possibilité de choc si celle-ci correspond à une masse possible sur un fragment de fission Les hypothèses avancées relativement à la masse de la particule légère sont liées aux composantes de l'émulsion, c'est-à-dire principalement : ${}^{1}_{1}H$, ${}^{12}_{6}C$, ${}^{14}_{7}N$, ${}^{16}_{8}O$, ${}^{80}_{35}Br$ et

$^{108}_{45}Ag$. Nous négligeons les évènements utilisés pour la charge à cause de leur faible proportion à l'intérieur de l'émulsion. Nous introduisons donc dans l'équation (1) les masses des éléments cités ci-dessus.

Il se peut que une ou plusieurs masses correspondent à des chocs possibles. Dans ce cas, nous utilisons l'équation (2), et pour cela nous procédons de la manière suivante :

Connaissant la valeur de la masse et la valeur du parcours de la particule légère, nous pouvons, à l'aide des relations parcours-énergie, en déduire l'énergie E pour les particules légères ayant satisfait à l'équation (1). Nous introduisons, alors, les différentes valeurs de E possibles dans l'équation (2).

Pour qu'il soit possible de considérer l'évènement étudié comme un choc, il faut que la valeur de E' soit compatible avec une énergie de fragment de fission. En effet, pour que l'évènement puisse être confondu avec une tripartition, le choc doit se produire au début du parcours du fragment de fission. Celui-ci n'a alors perdu qu'une très grande partie de son énergie.

c) Conclusion :

L'expérience nous a montré que très peu d'évènements étaient dûs à des chocs (seulement 2 pour 1000). Par contre, beaucoup sont éliminés par les tests de coplanarité et de somme des angles dans l'espace.

En conclusion, nous avons retenu environ 3000 évènements sur les 4500 évènements mesurés, soit un déchet de 30% environ.

2°) Calcul des angles, des énergies et des masses :

a) Calcul des angles : On applique dans ce cas les formules de trigonométrie dans l'espace.

b) Calcul de l'énergie de la particule α : Nous traduisons la relation parcours-énergie de la particule α dans l'émulsion sous la for-

me d'une équation. De ce fait la connaissance du parcours permet de calculer l'énergie en utilisant l'expression suivante :

$$E = 0,01236 \cdot R + 1,4674 \sqrt{R} - 1,8414$$

c) Calcul des masses et des énergies des fragments de fission : Nous avons vu précédemment que l'énergie d'un fragment de fission peut s'exprimer en fonction de la masse et de son parcours, ainsi que le montre l'expression suivante :

$$E = (a + Rb) M + cR + d + \Delta$$

d'autre part, nous savons que, si nous négligions les neutrons :

$$M_1 + M_2 = 236 - 4 = 232$$

où M_1 et M_2 sont les masses des deux fragments de fission.

De plus, nous verrons ultérieurement qu'il est possible de relier les masses et les énergies des deux gros fragments de fission à l'aide de l'expression suivante :

$$M_1 E_1 = \gamma^2 M_2 E_2$$

γ étant un coefficient calculable à partir des angles entre les diverses trajectoires.

De ce fait, lorsque nous connaissons les deux parcours des deux fragments de fission et les angles entre les différentes trajectoires nous obtenons quatre équations à quatre inconnues :

$$E_1 = (a + R_1 b) M_1 + cR_1 + d + \Delta$$
$$E_2 = (a + R_2 b) M_2 + cR_2 + d + \Delta$$
$$M_1 + M_2 = 232$$
$$M_1 E_1 = \gamma^2 M_2 E_2$$

Connaissant les valeurs de R_1, R_2 et γ nous pouvons résoudre ces équations et en tirer M_1, E_1, M_2 et E_2 qui représentent les masses et les énergies des fragments de fission.

d) Précision des résultats :

- Energie de la particule α : Nous avons considéré que la particule légère était toujours une particule α. Nous verrons, par la suite, que ceci, bien que n'étant pas complètement exact, n'apporte qu'une perturbation négligeable à notre spectre. En tenant compte de ce fait nous pouvons dire que l'imprécision sur la valeur de l'énergie de la particule α résultera uniquement de l'imprécision sur la valeur du parcours. Nous allons essayer de déterminer cette imprécision :

L'imprécision sur la longueur de projection horizontale est de 0,5 micron ; celle sur la mesure de la projection verticale équivaut à 2 microns, mais, grâce aux calculs de coplanarité cette dernière a été ramenée à une valeur de 0,5 micron.

De ce fait, il en résulte qu'une erreur sur le parcours d'environ 0,7 micron pour une particule α de parcours et d'enfoncement moyen.

En conséquence, l'imprécision sur l'énergie, qui varie légèrement d'une extrémité à l'autre du spectre, équivaut en moyenne à 200 keV.

- Angles entre les différentes trajectoires : L'estimation de l'imprécision sur ces valeurs s'avère très difficile à calculer car elle ne dépend pas seulement des mesures angulaires, mais, aussi des longueurs et des enfoncements des différentes traces. Toutefois, avec une valeur de 2 degrés on peut considérer qu'une bonne estimation de cette imprécision est réalisée puisque celle sur la mesure des angles eux-mêmes n'est que de 1 degré.

- Masse et énergie des fragments de fission : L'imprécision sur la valeur des parcours peut être calculée de la même manière que pour les particules α, ce qui conduit à une valeur d'environ 0,7 micron.

Si nous considérons les courbes parcours-énergie, à masse constante, des fragments de fission, nous constatons qu'une différence de 0, 7 micron dans les parcours entraîne une différence d'environ 7 MeV dans les énergies (cette différence pouvant varier de 100 à 200 keV suivant la masse et l'énergie considérées).

Des considérations similaires sur le même réseau de courbes nous montrent que l'imprécision sur la masse est de l'ordre 8 U.M.A. Ceci entraîne une erreur variable sur le rapport des masses, erreur légèrement inférieure à 0, 1 pour $R = 1$, un peu supérieur à 0, 2 pour $R = 2$ et d'environ 0, 15 pour $R = 1,6$.

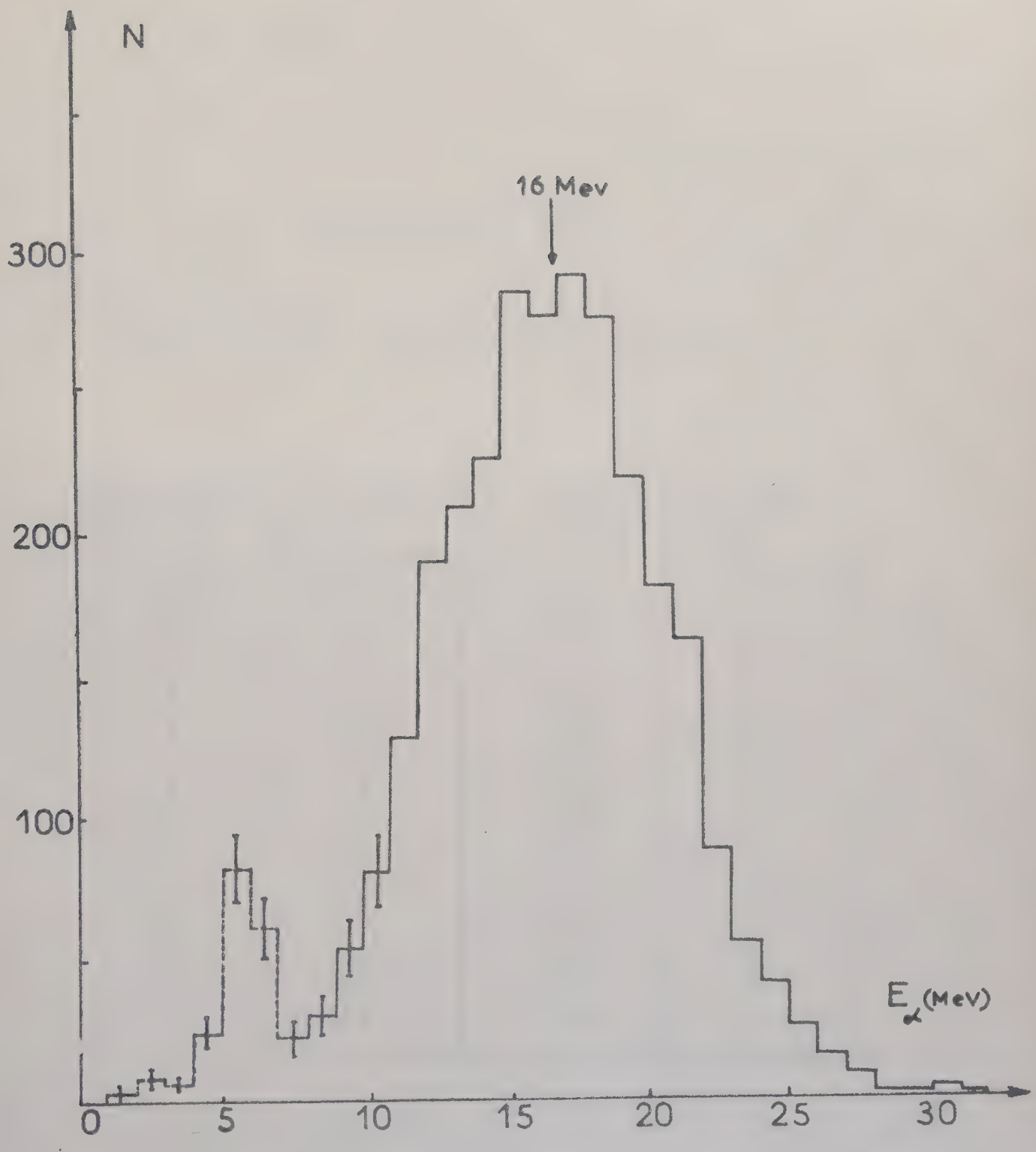
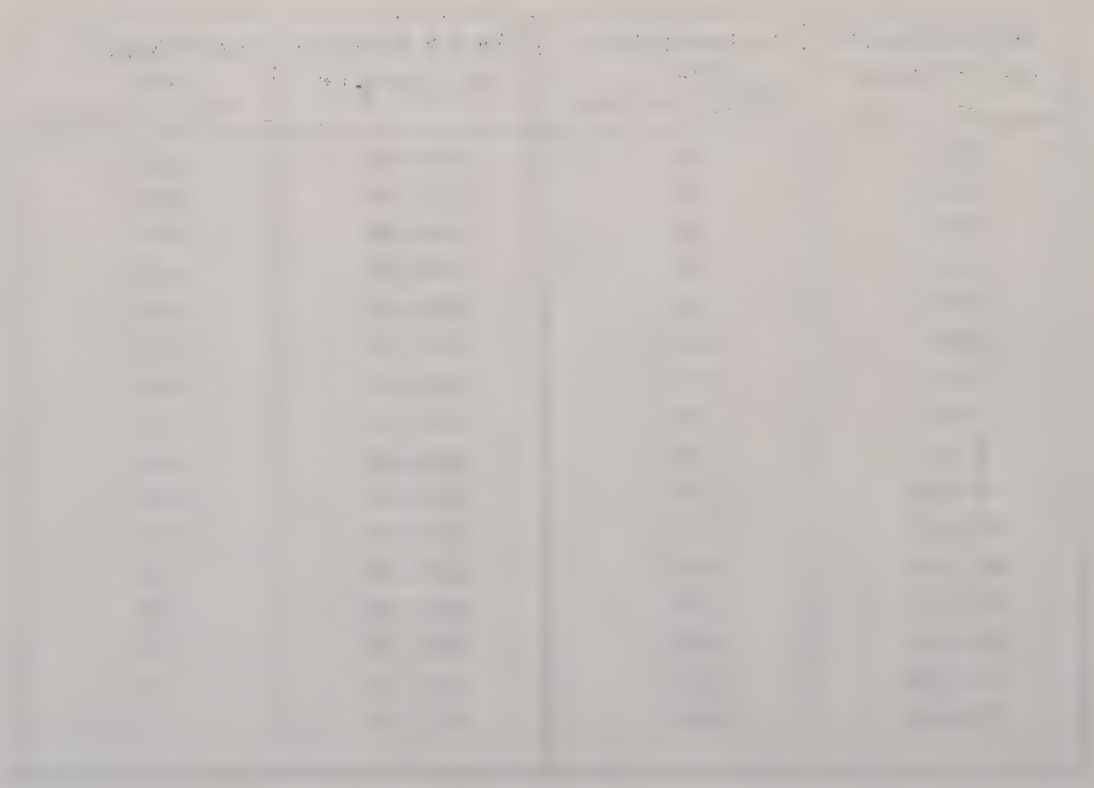


Fig 6

TABLEAU III

ENERGIE des PARTICULES α

INTERVALLE dénergie	NOMBRES de Particules	INTERVALLE dénergie	NOMBRES de Particules
0-1	0	16-17	277
1-2	3	17-18	292
2-3	8	18-19	277
3-4	6	19-20	220
4-5	24	20-21	181
5-6	82	21-22	162
6-7	61	22-23	88
7-8	22	23-24	55
8-9	30	24-25	41
9-10	54	25-26	25
10-11	81	26-27	15
11-12	128	27-28	9
12-13	131	28-29	2
13-14	210	29-30	2
14-15	227	30-31	4
15-16	286	31-32	1



III - Résultats et Discussions

1°) Distribution en énergie des particules α :

La figure 6 traduit cette distribution ainsi que le tableau III.

Tout d'abord, rappelons que pour tracer ce spectre nous avons supposé que toutes les particules légères émises étaient des particules α. Cependant, les mesures récemment effectuées [51] indiquent qu'il existe 91,8%, seulement, de particules α parmi toutes les particules légères. Mais, selon les auteurs qui ont mesuré les énergies des autres particules émises [51, 24, 43, 25], les spectres présentent une forme semblable à celle des spectres des particules α et, ont leur maximum aux alentours de 9 MeV. Cette énergie correspond à un parcours de 230 microns pour les ^{3}H qui sont les plus nombreux. Le parcours équivalent des autres particules possède une valeur à peu près égale.

Or, une particule α parcourant 230 microns à l'intérieur de l'émulsion possède une énergie de 23 MeV.

Nous constatons donc, que l'intervention de telles particules légères n'entraîne une perturbation que dans la partie de haute énergie du spectre des alpha, et qu'elle n'exerce aucune influence ni sur la valeur la plus probable, ni sur la largeur à mi-hauteur.

Nous remarquons, sur le spectre, un petit pic aux alentours de 5,5 MeV. Mais, ce pic ne provient pas des particules α de tripartition et nous pouvons en expliquer l'origine de la manière suivante : il apparaît dans le volume de l'émulsion un très grand nombre de traces dues aux fissions binaires. Si ces traces possèdent des directions très inclinées par rapport à la surface, ou si elles sont situées près du fond, il est possible de les confondre avec des traces de particules α. De plus, il se peut que l'extrémité d'un des fragments de fission binaire se situe près du milieu du segment formé par deux traces d'une autre fission binaire. Si cette "coïncidence fortuite" se produit près du fond de l'émulsion, il s'avère difficile de distinguer si l'extrémité de la trace touche celle formée par les deux

autres fragments. Donc, il existe une possibilité pour qu'un tel évènement soit confondu avec une tripartition. Cet évènement ne pourra pas être éliminé par le test de coplanarité. En effet, les trajectoires des deux fragments de fission binaire se situent, le plus souvent, sur une même droite et l'intersection de deux droites détermine un plan.

Or, la somme des parcours de deux fragments de fission vaut en moyenne 25 microns et une particule α possédant un tel parcours est douée d'une énergie de 5,5 MeV.

La présence de ce pic parasite situé à 5,5 MeV peut donc être expliquée de cette manière.

En conséquence, pour éviter de commettre des erreurs, l'étude du spectre des particules α de tripartition ne portera que sur des énergies supérieures à 8 MeV.

Il faut remarquer qu'à cette énergie là, la distribution redescend à une position très basse qui se place à moins de 10% de la valeur au maximum. Donc, le fait de couper le spectre de cette manière n'apporte qu'une perturbation tout à fait négligeable.

Etudions donc maintenant le spectre porté sur la figure 6. Il se caractérise par une forme presque symétrique. Le sommet de cette courbe, situé entre 16 et 18 MeV environ (rappelons que notre résolution en énergie est de 200 keV) est assez large, et la largeur à mi-hauteur vaut 8,5 MeV. Nous trouvons encore un nombre assez important de particules jusqu'à une énergie de 28 MeV, et, quelques unes jusqu'à 32 MeV.

Ces résultats apparaissent en bon accord avec ceux des expériences déjà effectuées, tant par émulsions nucléaires[15, 64] que par détecteurs à semi-conducteurs[51] ou à cristaux CsI[22, 65].

Notons toutefois, que nous avons mesuré un nombre d'évènements plus important que les autres auteurs ayant utilisé les émulsions nucléaires. D'autre part, contrairement à ce qui est nécessaire lors de l'uti-

lisation des autres techniques, nous n'avons apporté aucune correction étant donné que l'épaisseur de notre cible d'uranium était nulle et que nous n'avions interposé aucune feuille sur le parcours des particules α .

Plusieurs auteurs[38, 42, 43, 45] se sont servis de la forme de ce spectre pour déterminer les paramètres des équations différentielles en temps qu'ils utilisent. En effet, ces auteurs, essayant de retrouver les résultats de la tripartition supposent que la particule α est émise à partir du col joignant les deux fragments et au moment de la scission, et assimilent ces fragments à deux sphères uniformément chargées. Pour cela, il font varier plusieurs paramètres présentant tous une relation avec les caractéristiques suivantes :

- Instant d'émission ;
- Energie initiale de la particule α ;
- Direction initiale de la particule α ;
- Distance de la particule α à l'un des fragments au moment de son émission.

Ils calculent l'instant d'émission en supposant que les fragments de fission sont déjà animés d'un mouvement à l'instant de cette émission, et ils prennent comme origine des temps les moments où ces fragments commencent à se déplacer.

Rappelons que HALPERN suppose que les fragments sont en mouvement au moment de la scission et que la particule légère est émise à ce moment-là. Les résultats obtenus par ces divers auteurs s'accordent et donnent une valeur du temps de l'ordre de 10^{-21} s, et une énergie initiale de la particule α de l'ordre de 2 MeV. D'autre part, GEILIKMAN et al.[52] en utilisant une méthode de calcul légèrement différente, trouvent la même valeur pour l'énergie. Cependant, cette méthode de calcul ne leur permet pas de déterminer le temps. Remarquons toutefois que ces auteurs

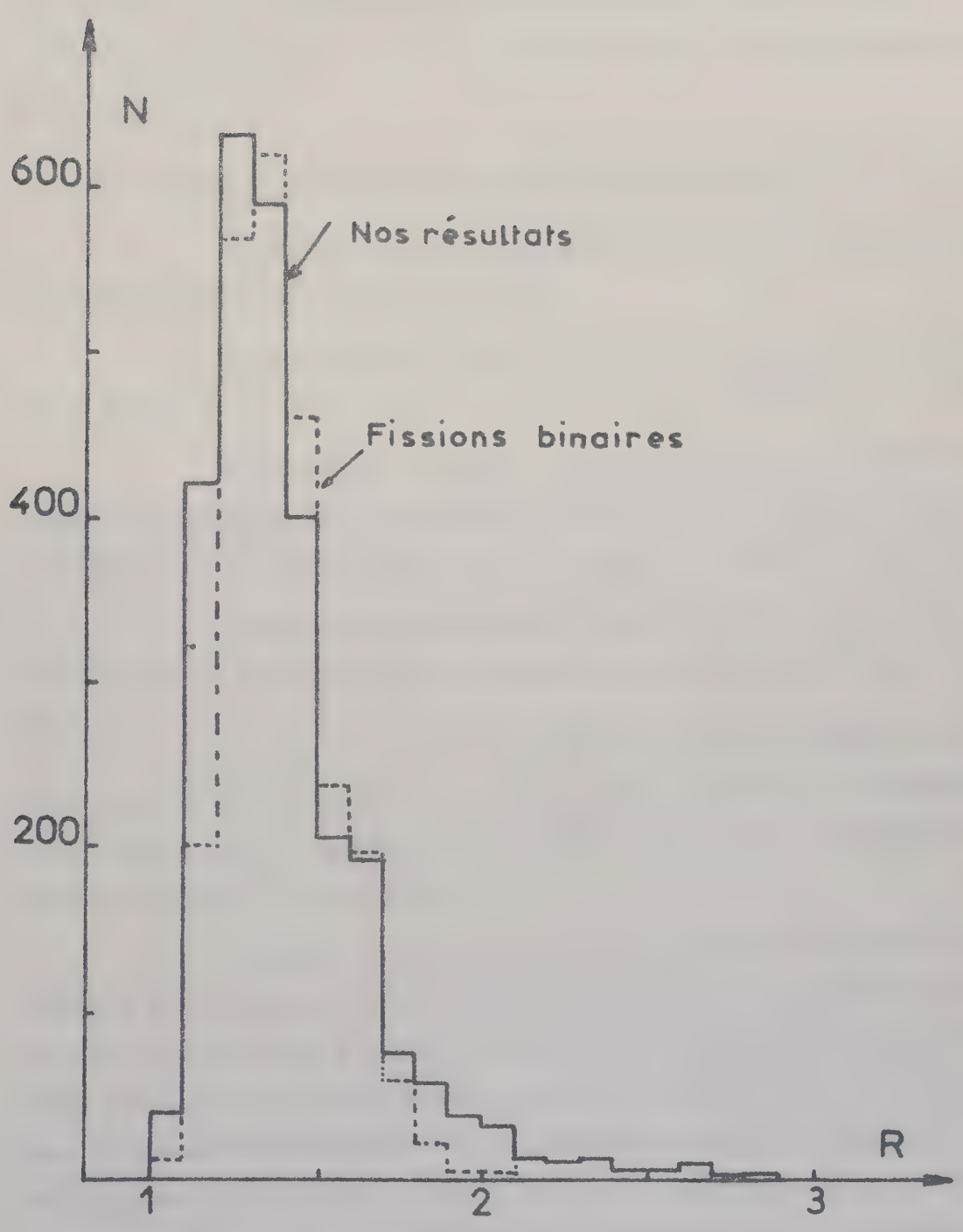


Fig 7

n'assimilent pas les fragments de fission à des sphères mais à des ellipsoïdes uniformément chargés. Nos résultats concordant parfaitement avec ceux utilisés par les auteurs précédemment cités, nous n'avons pas cherché à calculer les valeurs de ces caractéristiques correspondant à la forme de notre spectre.

2°) Rapport des masses des fragments de fission :

La figure 7 met en évidence cette distribution du rapport R des masses des fragments de fission.

Rappelons que la précision sur la mesure de ce rapport varie de 0,1 à 0,2 entre R = 1 et R = 2 , d'une manière non linéaire.

Nous avons porté sur cette même figure la distribution du rapport des masses des fragments de fission binaire extraite d'un travail de RIBRAG[58, 66] effectué à l'aide de détecteurs à semi-conducteurs.

Tant dans son expérience, que dans celle que nous avons réalisée on ne connaît qu'un seul paramètre pour chaque fragment de fission.

Quand la mesure est effectuée à l'aide de détecteurs à semi-conducteurs, ce paramètre est représenté par la hauteur de l'impulsion Alors que, lorsqu'on emploie les émulsions nucléaires, la longueur du parcours traduit ce paramètre.

On peut faire intervenir des équations d'étalonnage des détecteurs pour ces deux types d'expériences. Mais, dans les deux cas, ces équations contiennent à la fois la masse et l'énergie des fragments de fission, ainsi que nous l'avons mis en évidence précédemment. Il paraît donc nécessaire d'utiliser d'autres équations reliant la masse et l'énergie des fragments de fission. L'une d'entre elles traduit la conservation de l'impulsion dans le système du centre de masse ; ce qui, en fission binaire,

s'écrit de la façon suivante :

$$\sqrt{2 M_1 E_1} = \sqrt{2 M_2 E_2}$$

$$\text{soit} \qquad M_1 E_1 = M_2 E_2$$

où les indices 1 et 2 correspondent à chacun des fragments de fission.

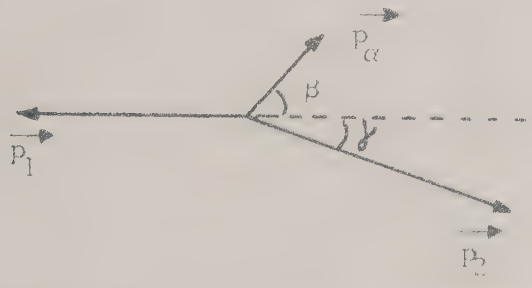
Toutefois, nous devons remarquer que les équations ci-dessus négligent les neutrons émis par chacun des fragments. L'influence de ces derniers joue évidemment sur la masse des fragments, mais, elle intervient aussi sur leurs directions et il faudrait donc introduire un angle dans ces relations.

Pour ce qui est de l'influence exercée sur la masse, nous avons la possibilité d'apporter une correction en utilisant les resultats bien connus du nombre de neutrons émis en fonction de la masse du fragment résiduel [67]. D'autre part, les neutrons étant émis d'une manière isotrope par rapport à la direction de propagation des fragments de fission, cette direction se trouve peu perturbée par les neutrons. Nous confirmerons plus loins ce résultat.

C'est pourquoi, on néglige toujours, tant en fission binaire qu'en tripartition, l'effet angulaire des neutrons émis par les fragments.

En tripartition, l'impulsion de la particule α intervient également. Nous avons pu très facilement corriger les résultats en tenant compte de cette impulsion. En effet, dans l'émulsion nucléaire, nous enregistrons tout le phénomène sans qu'il soit utile d'apporter aucune correction d'angle solide, comme cela est le cas lorsqu'on utilise des détecteurs à semi-conducteurs.

Nous connaissons donc la valeur exacte des différents angles et nous pouvons effectuer le calcul des corrections de la manière indiquée ci-dessous.



Considérons le schéma ci-contre dans lequel les vecteurs $\vec{p_1}$ et $\vec{p_2}$ représentent les impulsions de chacun des gros fragments de fission et $\vec{p_\alpha}$ celle la particule α .

Le principe de la conservation de l'impulsion entraîne la relation suivante :

$$\vec{p_1} + \vec{p_2} + \vec{p_\alpha} = 0$$

Projetons cette relation sur l'axe du vecteur $\vec{p_1}$ et sur un axe perpendiculaire à celui-ci. Nous obtenons :

$$p_1 = p_\alpha \cos\beta + p_2 \cos \}$$

$$p_\alpha \sin\beta = p_2 \sin \}$$

soit encore, en exprimant tout en fonction de p_1 , β et $\}$:

$$p_2 = p_\alpha \frac{\sin\beta}{\sin \}}$$

$$p_1 = p_\alpha \frac{\sin(\beta + \})}{\sin \}}$$

Si nous calculons les impulsions des deux fragments de fission en fonction de leurs énergies nous obtenons les relations suivantes :

$$p_1 = \sqrt{2 M_1 E_1}$$

$$p_2 = \sqrt{2 M_2 E_2}$$

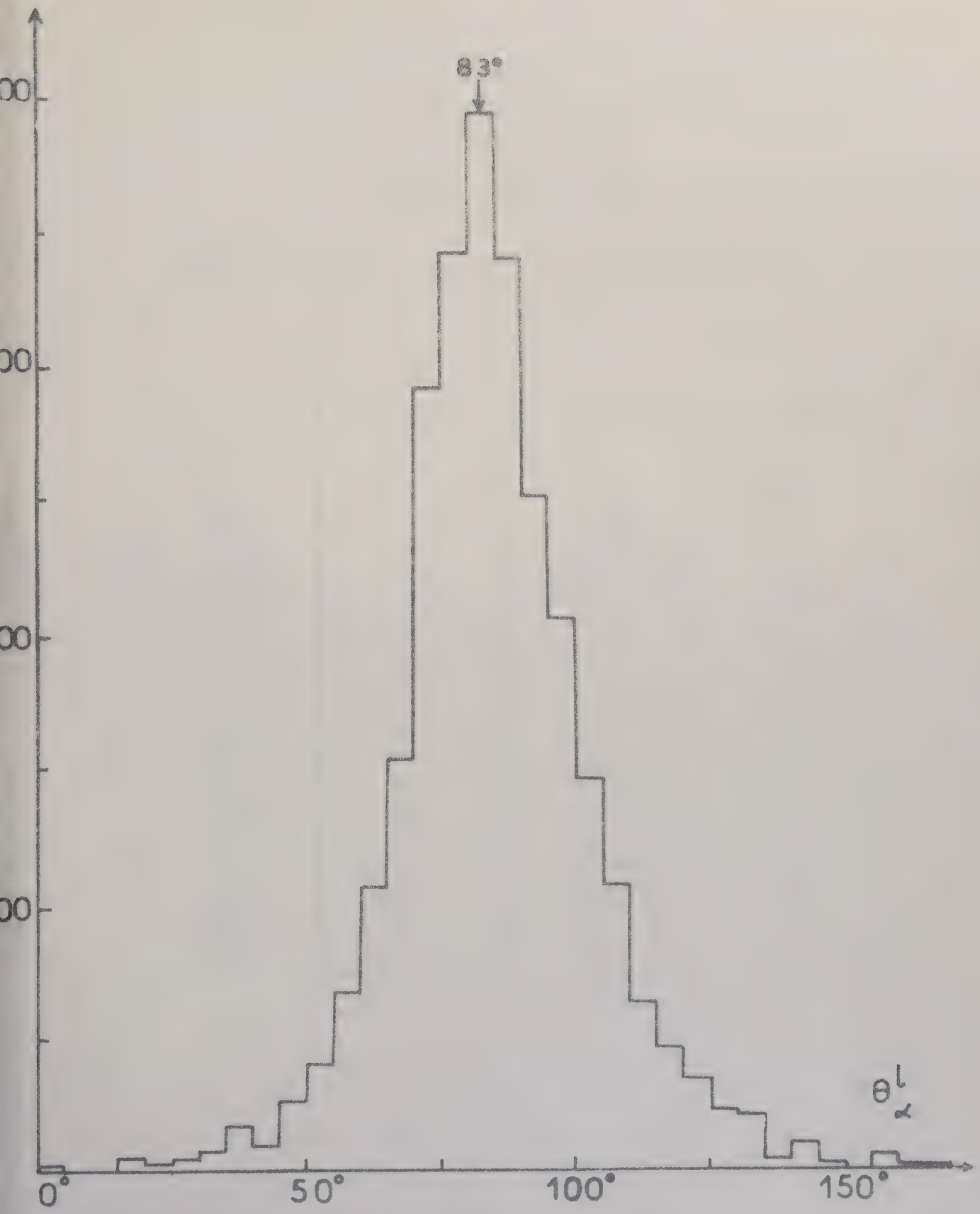


Fig 8

TABLEAU IV

ANGLE ENTRE LA PARTICULE α & LE FRAGMENT LEGER

Intervalles angulaire	NOMBRES	Intervalles angulaire	NOMBRES
0_5	1	90-95	252
5_10	0	95-100	207
10_15	0	100-105	146
15_20	4	105 110	106
20.25	5	110-115	62
25_30	4	115-120	45
30-35	7	120-125	34
35.40	16	125-130	22
40-45	9	130-135	21
45-50	26	135-140	4
50-55	39	140-145	10
55-60	66	145-150	2
60-65	105	150-155	0
65-70	154	155-160	6
70-75	293	160-165	2
75-80	343	165-170	2
80-85	395	170-175	0
85-90	341	175-180	0

Nous pouvons introduire un coefficient c tel que :

$$c^2 = \frac{p_1^2}{p_2^2} = \frac{M_1 E_1}{M_2 E_2}$$

Nous voyons que ce coefficient c peut être calculé uniquement à partir des angles β et γ et prendre la valeur suivante :

$$c = \frac{\sin(\beta + \gamma)}{\sin\beta}$$

Comme nos mesures nous permettent de connaître très précisément les angles β et γ, nous pouvons appliquer avec précision la correction implquée par le recul des fragments dû à la particule α. Remarquons, cependant, que les angles β et γ étant toujours proches de 90 degrés, le coefficient c aura une valeur peu éloignée de 1. Cependant c peut devenir très différent de 1 si un de ces angles devient faible. Et, dans le cas où les masses des deux fragments sont presque identiques, on peut obtenir un fragment léger ayant une énergie inférieure à celle du fragment lourd. Dans les deux histogrammes portés sur la figure 7 nous avons négligé l'influence des neutrons émis par les fragments. Cette approximation est acceptable puisque les derniers résultats obtenus [48] montrent que le nombre de neutrons émis par les fragments de fission en fonction de leur masse, est pratiquement égal en fission binaire et en tripartition.

Quand nous considérons cette figure 7 nous remarquons un décalage extrêmement faible au maximum.

3°) Angle entre la particule alpha et le fragment léger de fission

La distribution de cet angle est portée sur la figure 8 et sur le tableau IV. Ces mesures ont déjà été effectuées par presque tous les auteurs ayant étudié le phénomène de tripartition. La méthode des émulsions nucléaires a permis d'obtenir des résultats précis.

Par la méthode de détection par semi-conducteurs, le grand nombre de mesures compense, en partie, la mauvaise résolution angulaire. Aussi, n'est-il pas surprenant que nous obtenions une position du maximum en accord avec les résultats antérieurs. Nous trouvons $83° \pm 1°$ et la largeur à mi-hauteur est de, environ, 29°. Notons que nous avons, à la fois, un grand nombre de mesures et une bonne résolution angulaire.

L'allure générale de cette distribution présente beaucoup d'analogies avec celle d'une distribution de Gauss. Toutefois, il existe un nombre d'évènements non négligeables pour des angles très petits ou très grands.

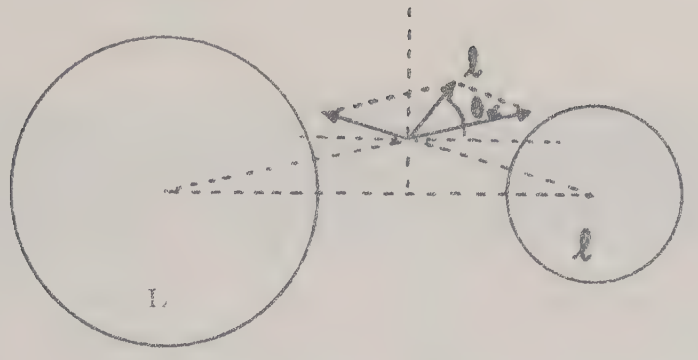
Nous retrouvons ici des résultats déjà fournis par SOLOV'EVA[17] sur un nombre beaucoup plus restreint d'évènements. SCHNEEBERGER[26] a également vérifié l'existence d'évènements dans lesquels la particule α est émise à un angle très petit (ou très grand) du fragment léger de fission. Remarquons, toutefois, que cet auteur n'a pas fait une distribution angulaire complète.

Nos résultats concordent également avec ceux trouvés par d'autres auteurs sur la tripartition spontanée de ^{252}Cf, tant à l'aide d'émulsions nucléaires[14] qu'à l'aide de détecteurs à semi-conducteurs[34].

Cependant, rappelons que contrairement aux mesures effectuées dans les émulsions nucléaires, celles réalisées à l'aide de semi-conducteurs donnent lieu à des corrections souvent importantes car, les angles solides de détection doivent être grands pour pallier au faible taux de production du phénomène.

Dès que les premiers résultats furent connus TSIEN et al.[68] ont exprimé l'idée que l'émission des particules α se produisait dans la région comprise entre les deux fragments, et ceci à un instant très proche de la scission. En effet, s'il en est ainsi la particule α subit très fortement la répulsion coulombienne des deux fragments ainsi que le montre le

schéma ci-dessous.



Le fragment lourd L possède une charge plus importante que le fragment léger l. De ce fait, si l'émission de la particule se produit à égale distance des deux fragments, celle-ci subira une répulsion plus importante de la part du fragment lourd et sa trajectoire se rapprochera de celle du fragment léger. C'est pourquoi, on trouve que l'angle θ^{L}_{α} le plus probable entre le fragment léger et la particule α est inférieur à 90 degrés.

On peut penser à associer à ce raisonnement l'hypothèse que la particule α est émise à partir du point de rupture du noyau et que la position de ce point peut être prévue par le modèle de VLADIMIRSKII[69] et WHETSTONE[70], modèle qui avait été proposé pour expliquer le comportement du nombre de neutrons émis par les fragments en fonction de leur masse. En effet, nous savons que, dans ce modèle, la position du point de rupture la plus probable se situe à égale distance des deux fragments et que la probabilité de position de ce point est décrite par une courbe de Gauss.

Cependant HALPERN[38] dit que la direction finale de la particule α dépend assez peu de la position initiale de cette particule. Sa direction et son énergie initiales n'exercent également qu'une action assez faible sur cette même caractéristique. L'angle final entre la particule α et le fragment léger de fission change peu lorsqu'on passe d'une position initiale extrême à l'autre.

Notons toutefois que, pour réaliser ses calculs, HALPERN suppose que la particule est émise d'une manière isotrope à partir d'un point et il base sa conclusion sur la similitude des divers histogrammes obtenus.

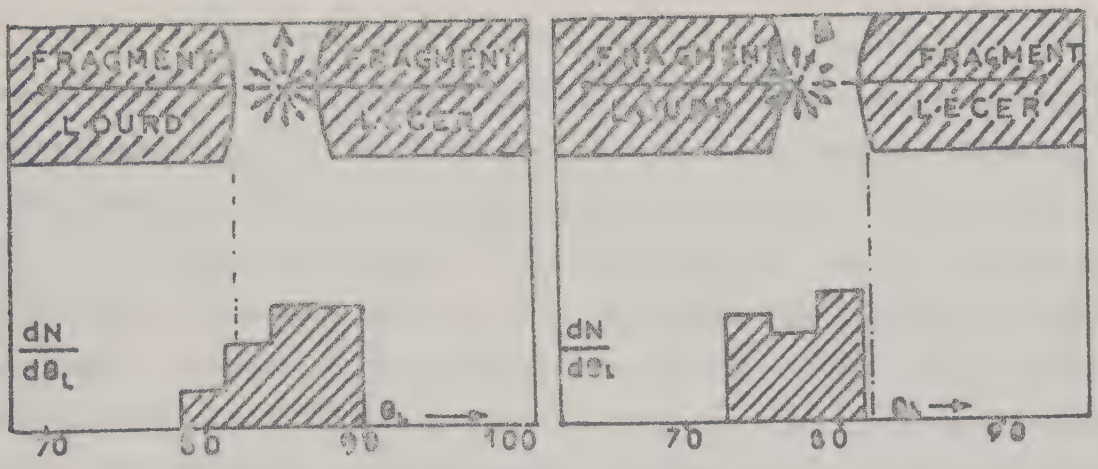


Fig. 9

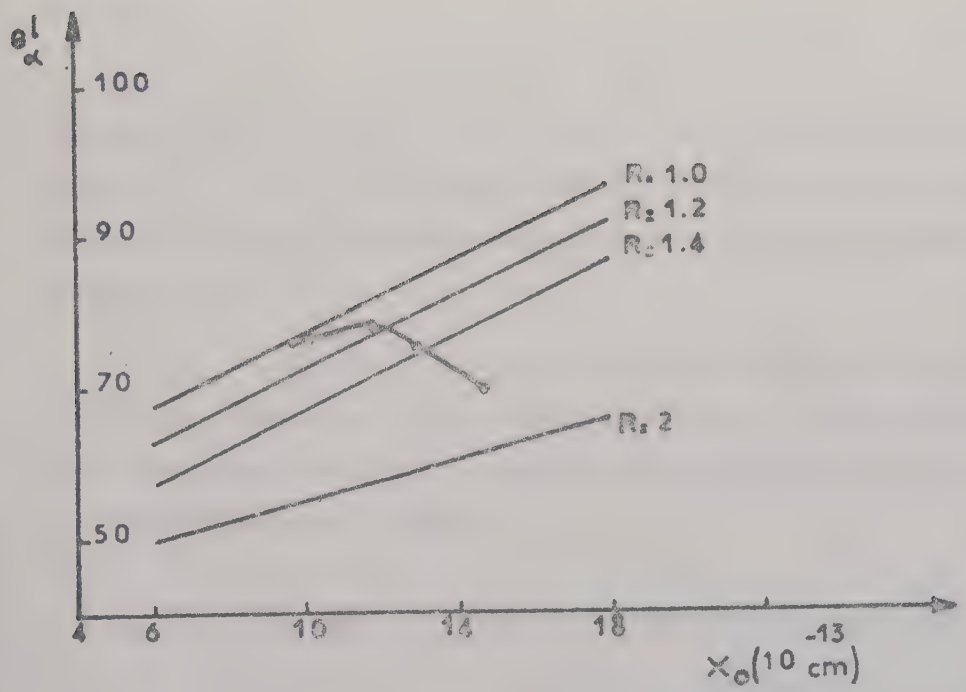


Fig.10

X_o est la distance entre la particule alpha et le fragment leger de fission

Les points representent les valeurs les plus probables de x_o pour

Il remarque, cependant, un léger décalage des maximums d'une position extrême à l'autre.

En reprenant la même hypothèse de départ, plusieurs auteurs [42, 43, 45] ont calculé l'angle θ^{ℓ}_{α} pour différentes positions du point d'émission mais en fixant l'angle d'émission original à 90 degrés (Rappelons que HALPERN lui-même trouve négligeable l'influence de cet angle). Ces différents auteurs s'accordent pour mettre en évidence une variation importante de l'angle θ^{ℓ}_{α} en fonction de la position du point d'émission. Toutefois, ils concluent, comme HALPERN, que la distance du point d'émission à l'axe de symétrie des deux fragments a une influence tout à fait négligeable. Il faut cependant noter qu'en examinant attentivement les résultats trouvés par les auteurs ci-dessus, on se rend compte que la variation de θ^{ℓ}_{α} est compatible avec les écarts que l'on peut relever sur la figure fournie par HALPERN (Fig. 9) . Ceci apparaît en particulier dans les résultats de BONEH et al. (Fig. 10) qui ont représenté les variations de l'angle θ^{ℓ}_{α} pour différentes valeurs du rapport des masses R et qui ont porté les valeurs les plus probables de la position du point d'émission en fonction de R .

On peut donc conclure qu'actuellement les calculs de trajectoires de particules α juste après l'émission, donnent des résultats cohérents, et montrent que le champ coulombien joue un rôle prépondérant dans la détermination de l'angle θ^{ℓ}_{α} .

4°) Angle entre les deux gros fragments de fission

La figure 11 montre la distribution de cet angle.

Nous pouvons calculer la valeur théorique de cet angle en supposant qu'il résulte uniquement de l'effet de l'impulsion de la particule α et en négligeant l'influence des neutrons.

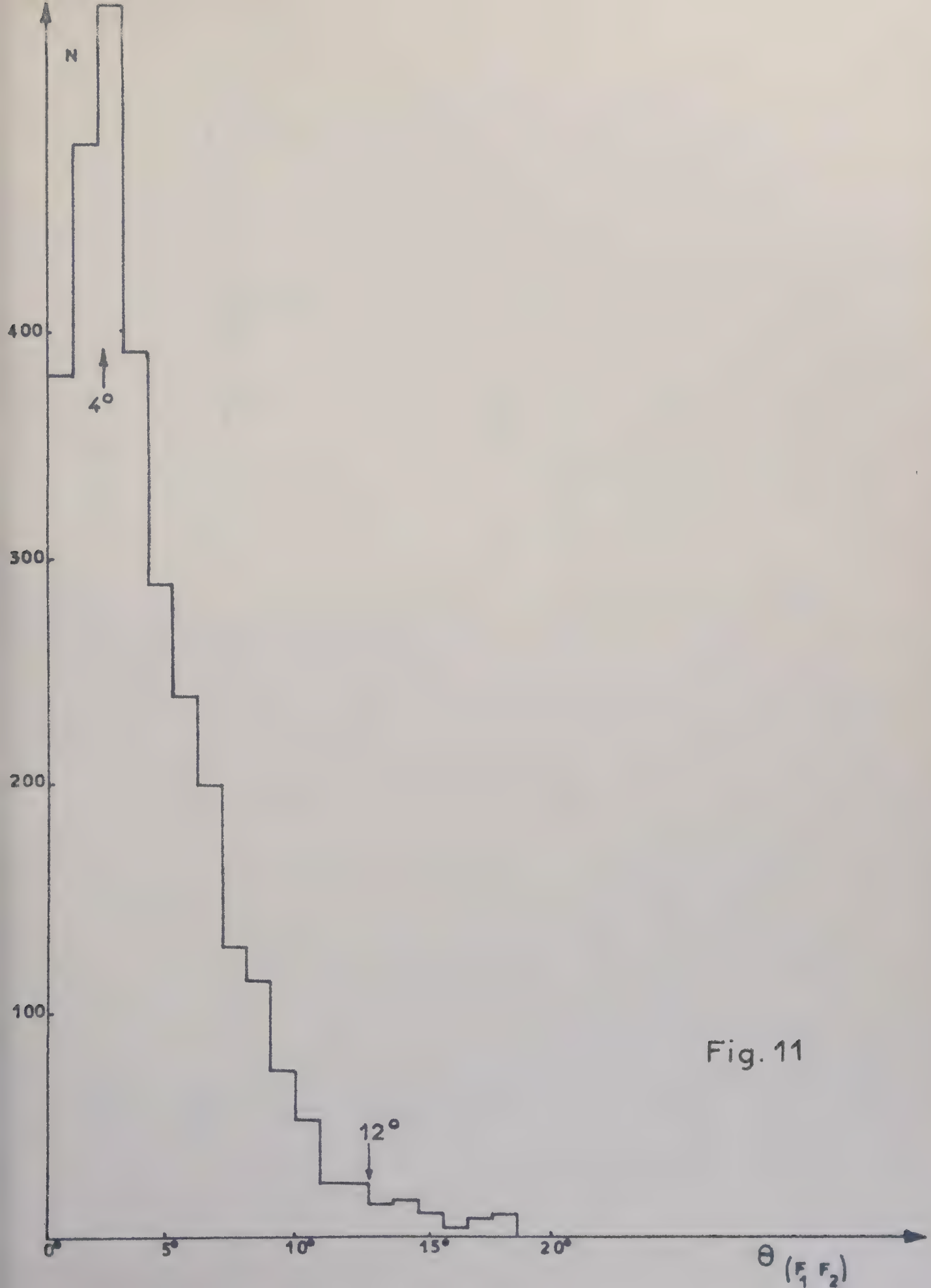


Fig. 11

$\vec{P}_L$: Impulsion du fragment lourd

$\vec{P}_\ell$: Impulsion du fragment léger.

Nous obtenons alors le diagramme ci-contre.

Pour calculer l'angle β le plus probable nous prenons les valeurs les plus probables pour les trois impulsions $\vec{P}_L$, $\vec{P}_\ell$ et $\vec{P}_\alpha$ ainsi que pour l'angle θ_α^ℓ.

L'application du principe de conservation de l'impulsion conduit à la relation suivante :

$$P_L \sin\beta = P_\alpha \sin\theta_\alpha^\ell$$

$$\text{soit} \quad \sin\beta = \frac{P_\alpha \sin\theta_\alpha^\ell}{P_L}$$

- L'énergie la plus probable de la particule α est égale à 16,5 MeV.
- La valeur la plus probable de l'angle θ_α^ℓ est 83° .
- La masse la plus probable du fragment lourd de fission est de 137 U. M. A. et son énergie de l'ordre de 65 MeV.

Nous obtenons ainsi un angle β valant 4 degrés environ. Nous constatons que ce résultat se montre tout à fait compatible avec celui obtenu au cours de nos mesures.

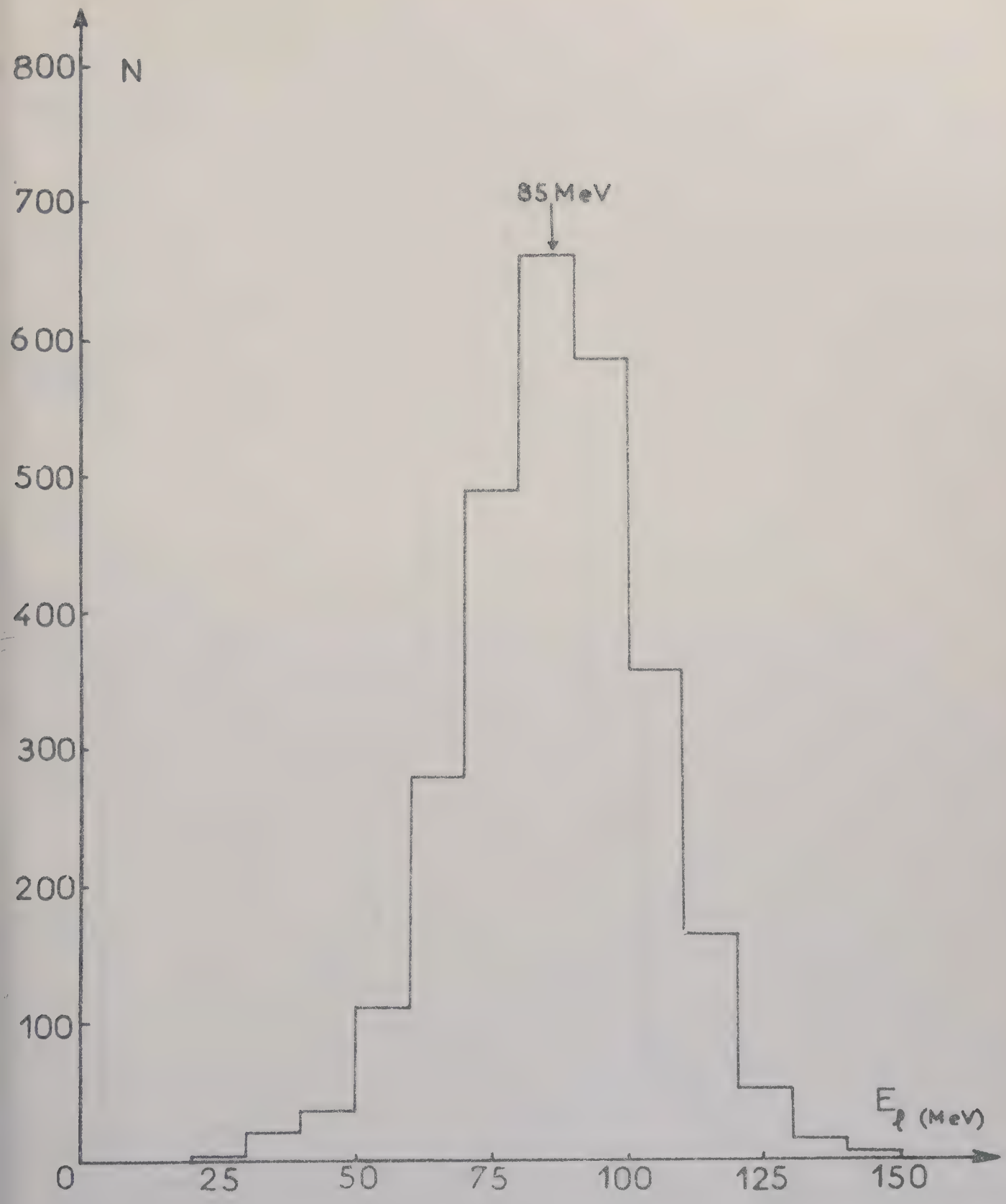

800
N
700
600
500
400
300
200
100
0
85 MeV
25
50
75
100
125
150
E_ℓ (MeV)

Fig 12

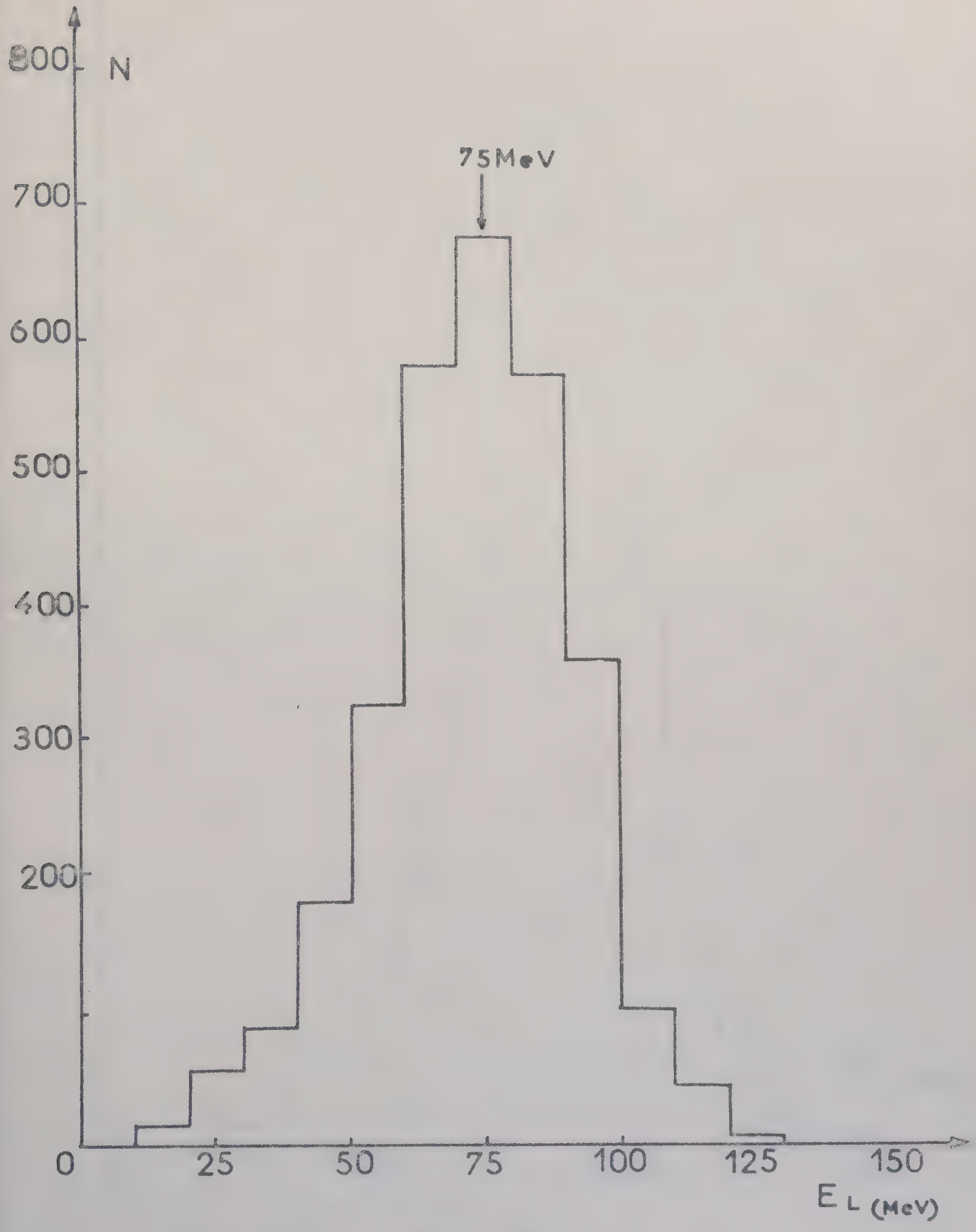


Fig 13

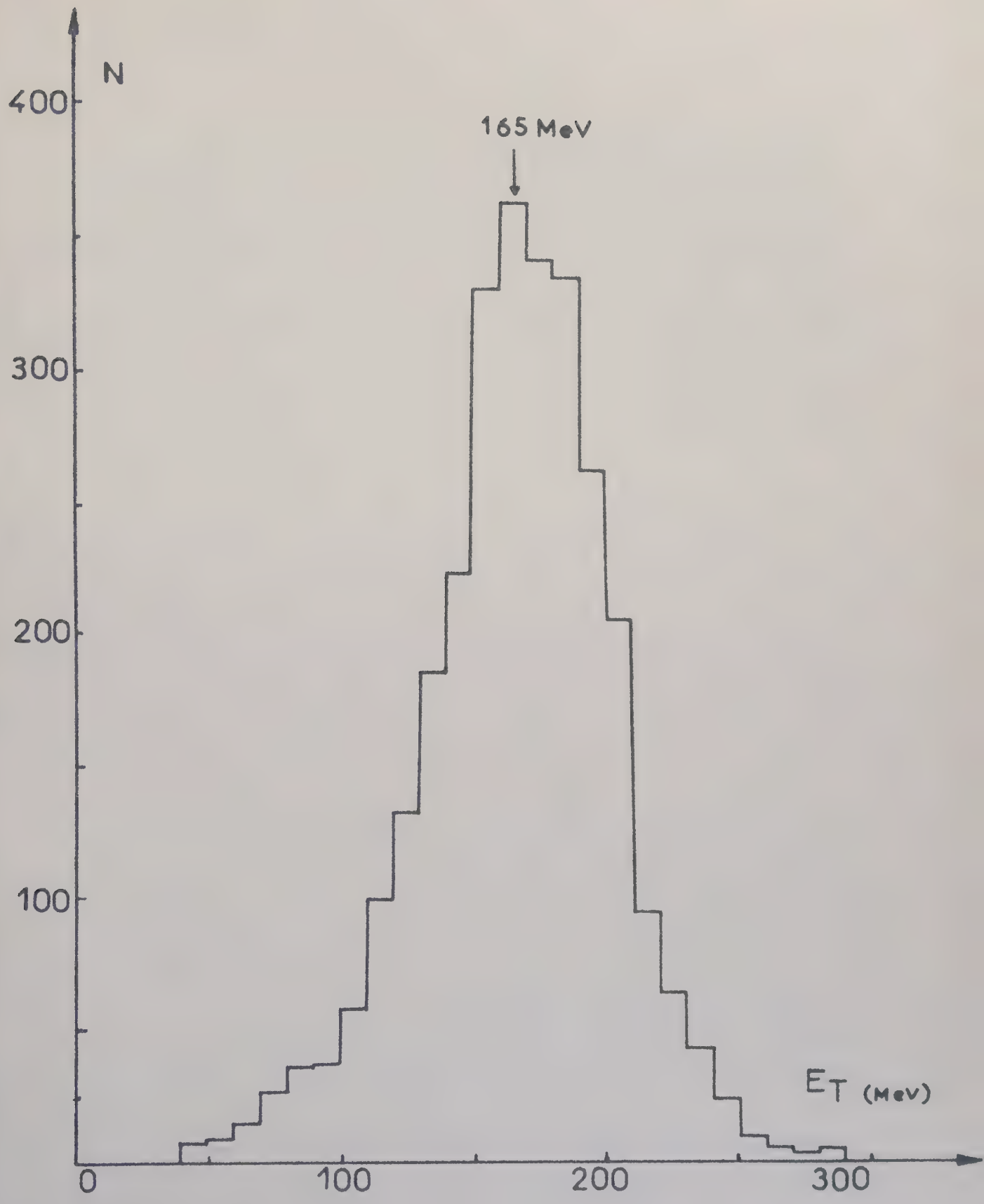


Fig 14

Nous avons, également, la possibilité de calculer la valeur approximative de l'angle β maximum que nous pouvons obtenir. Pour ce faire, nous prenons 27 MeV pour valeur de l'énergie de la particule α, 90 degrés pour l'angle θ^{L}_{α} et 40 MeV pour l'énergie du fragment lourd.

Ceci représentant les valeurs que nous obtenons sur les différents spectres dans les régions où nous n'avons plus que peu d'évènements.

Nous prenons la valeur de la masse du fragment lourd égale à 160, car, les résultats prouvent que l'impulsion est minimum lorsqu'il existe une grande dissymétrie entre les masses.

Un tel calcul conduit à trouver un angle d'environ 12 degrés entre les deux gros fragments de fission, valeur compatible avec nos mesures.

Nous sommes donc amenés à penser que les neutrons exercent une influence très faible sur l'angle entre les deux gros fragments et que la valeur de celui-ci est déterminée presque uniquement par les caractéristiques de la particule α (angle et énergie).

5°) Energie des gros fragments de fission :

L'énergie du fragment léger et celle du fragment lourd sont portées respectivement sur les figures 12 et 13. Nous obtenons des histogrammes très larges mais il faut souligner que la résolution en énergie est de l'ordre de 7 MeV.

La distribution de la somme des énergies des fragments de fission est représentée sur la figure 14 . Dans ce cas, également, l'histogramme présente une largeur assez importante pour la raison invoquée ci-dessus.

Nous avons tracé ces courbes à titre purement indicatif. Mais, il n'a été tiré aucune conclusion de ces résultats, étant donné que

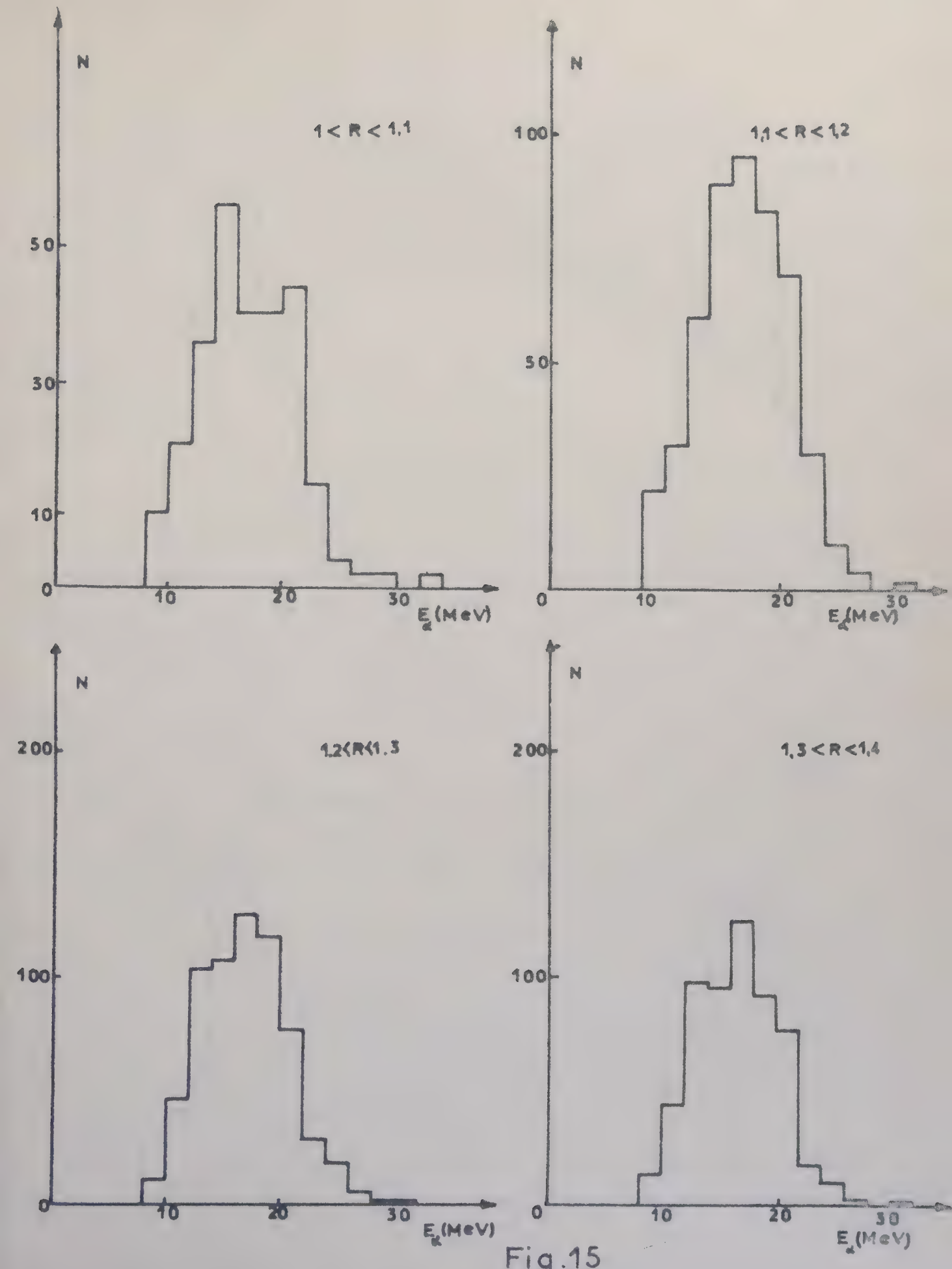

N
1 < R < 1,1
50
30
10
0
10
20
30
E_α (MeV)
N
1,1 < R < 1,2
100
50
0
10
20
30
E_α (MeV)
N
1,2 < R < 1,3
200
100
0
10
20
30
E_α (MeV)
N
1,3 < R < 1,4
200
100
0
10
20
30
E_α (MeV)

Fig.15

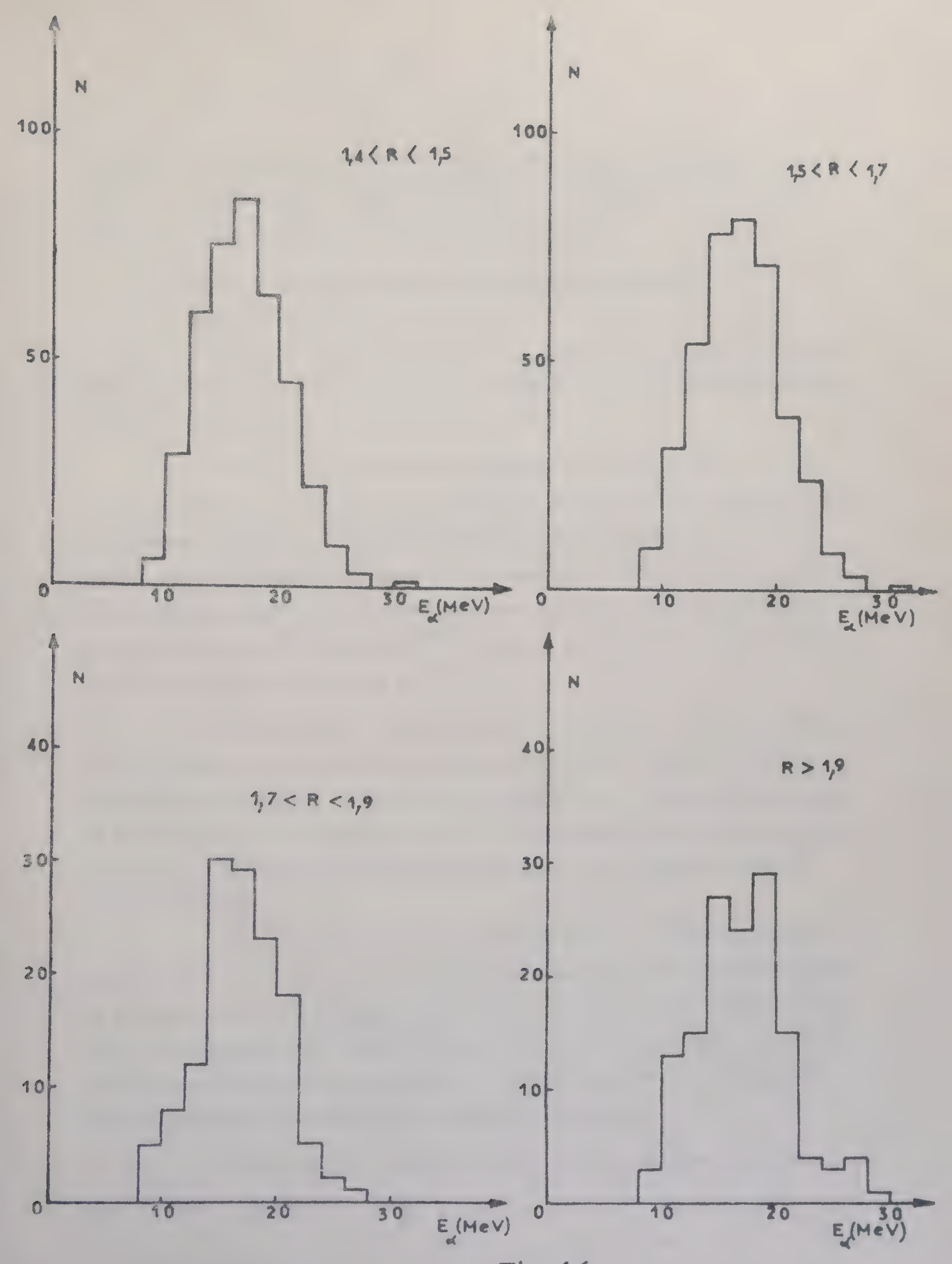

N
100
50
0
1,4 < R < 1,5
10
20
30
E_α (MeV)
N
100
50
0
1,5 < R < 1,7
10
20
30
E_α (MeV)
N
40
30
20
10
0
1,7 < R < 1,9
10
20
30
E_α (MeV)
N
40
30
20
10
0
R > 1,9
10
20
30
E_α (MeV)

Fig.16

l'expérience effectuée à l'aide des détecteurs à semi-conducteurs avait pour but de réaliser des mesures précises des énergies des fragments de fission et était plus apte à fournir de tels résultats.

6°) Spectres partiels alpha pour différents domaines de valeurs de R.

Compte tenu des constatations établies au sujet de la partie basse énergie du spectre global des particules α, nous avons fait systématiquement commencer ces spectres à 8 MeV.

Nous constatons sur les figures 15 et 16 que tous ces spectres possèdent une largeur à peu près égale et sont tous limités à peu près à la même valeur dans leur partie de plus grande énergie. Nous remarquons, aussi, un fait très important : la valeur de l'énergie la plus probable est pratiquement la même sur tous ces spectres ainsi que la figure 17 le met en évidence. FRAENKEL [34] a trouvé un résultat semblable dans le cas de la fission spontanée du ^{252}Cf.

En outre, il a été établi qu'en moyenne, la somme des énergies cinétiques des fragments de fission binaire était égale à la somme des énergies cinétiques de la particule légère et des deux gros fragments de fission ternaire. DMITRIEV et al. [71] ont suggéré l'idée que ceci devait valable non seulement en moyenne, mais aussi pour chaque valeur du rapport de masse.

D'autre part, plusieurs auteurs [34, 72, 73] ont trouvé que la différence entre la somme des énergies cinétiques des gros fragments en fission binaire et en tripartition restait constante. Ces résultats associés à la suggestion de DMITRIEV sont en accord avec le fait que l'énergie la plus probable des particules α ne varie pas lorsqu'on change la valeur du rapport de masse des fragments de fission.

Remarquons, toutefois, que toutes les courbes présentent un maximum relativement large.

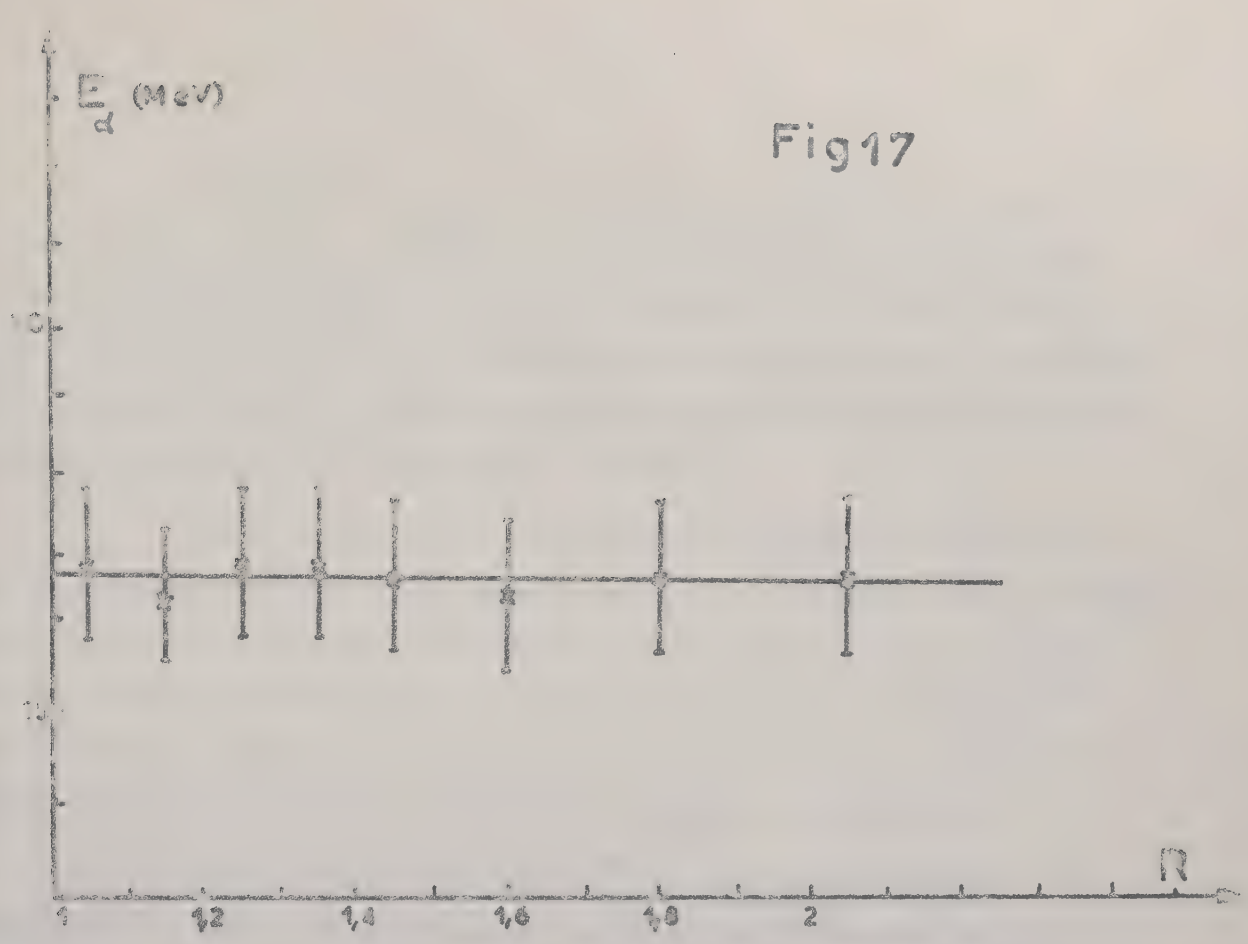


Fig17

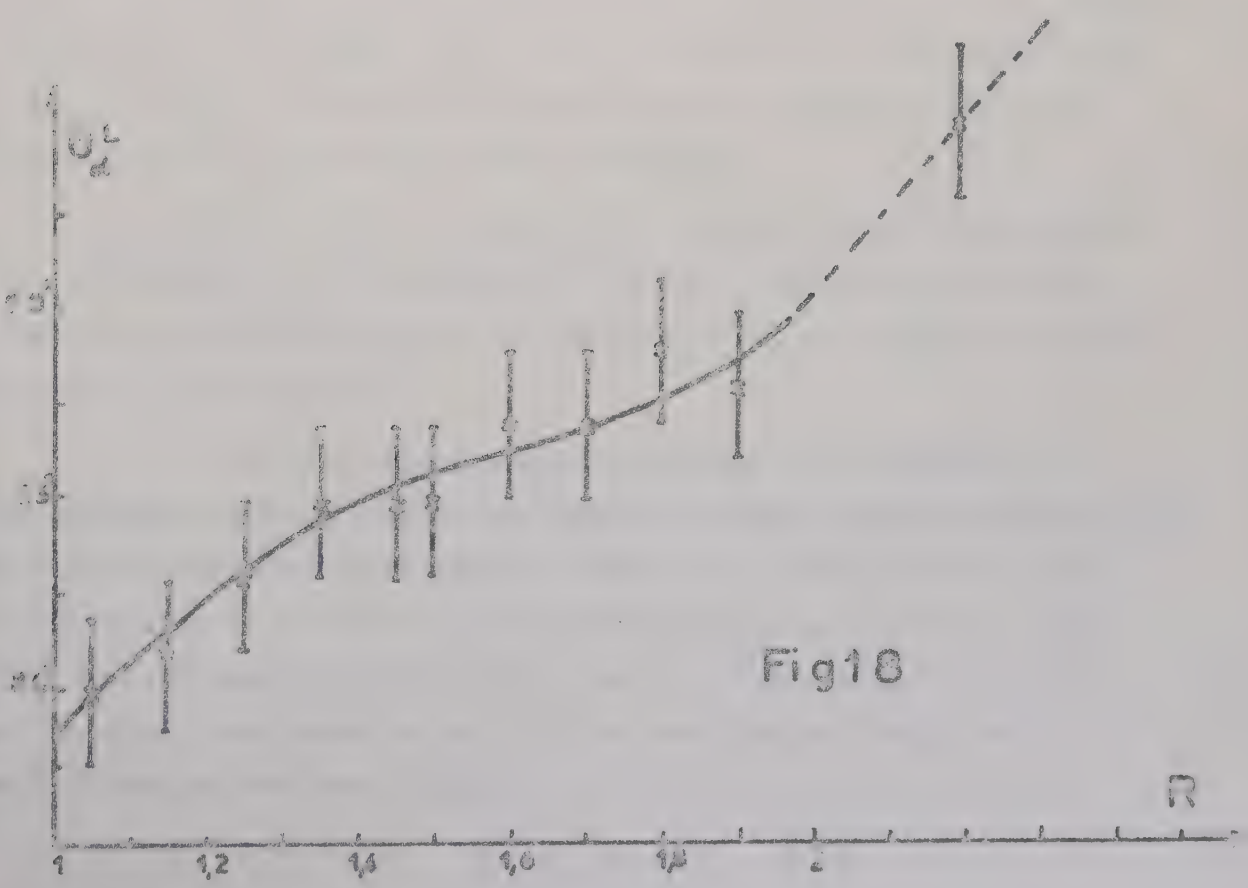


Fig18

Nous allons voir que cette propriété de l'énergie alpha la plus probable n'est pas en désaccord avec le fait que la particule alpha est émise à partir du point de scission du noyau, et ceci, même en utilisant le modèle de l'haltère dissymétrique de WHETSTONE et VLADIMIRSKII. En effet, dans ce modèle la position du point de rupture détermine le rapport de masse des fragments de fission.

Donc, on peut dire, en première approximation que faire une distribution en fonction du rapport des masses revient, selon ce modèle, à réaliser une distribution en fonction de la position du point de rupture sur le col. Or, les calculs de trajectoires effectuées par HALPERN [38] montrent que le spectre en énergie de la particule α reste pratiquement indépendant de la position du point d'émission de cette particule.

De leur côté BONEH et al.[42] ainsi que RAISBECK et THOMAS[43], tout en reconnaissant l'influence de la position initiale de la particule α sur son énergie, trouvent que la forme du spectre ne dépend pratiquement pas du rapport des masses des fragments. Ceci provient du fait qu'en réalité la distance de la particule α aux fragments varie peu lorsque le rapport des masses change beaucoup.

D'autre part, en utilisant une méthode de calcul assez différente, GEILIKMAN et KHLEBNIKOV [44] montrent que l'énergie la plus probable de la particule légère varie au plus de 500 keV lorsque R passe de la valeur 1 à la valeur 2 .

Le fait que l'énergie la plus probable de la particule α ne varie pas en fonction du rapport des masses des deux gros fragments de fission semble donc compatible avec le modèle de l'haltère dissymétrique. On peut essayer de trouver une explication physique et qualitative assez simple de cette propriété. Pourtant, il paraît exister ici une contradiction. En effet, nous avons vu que la force coulombienne faisait varier l'angle d'une manière assez sensible.

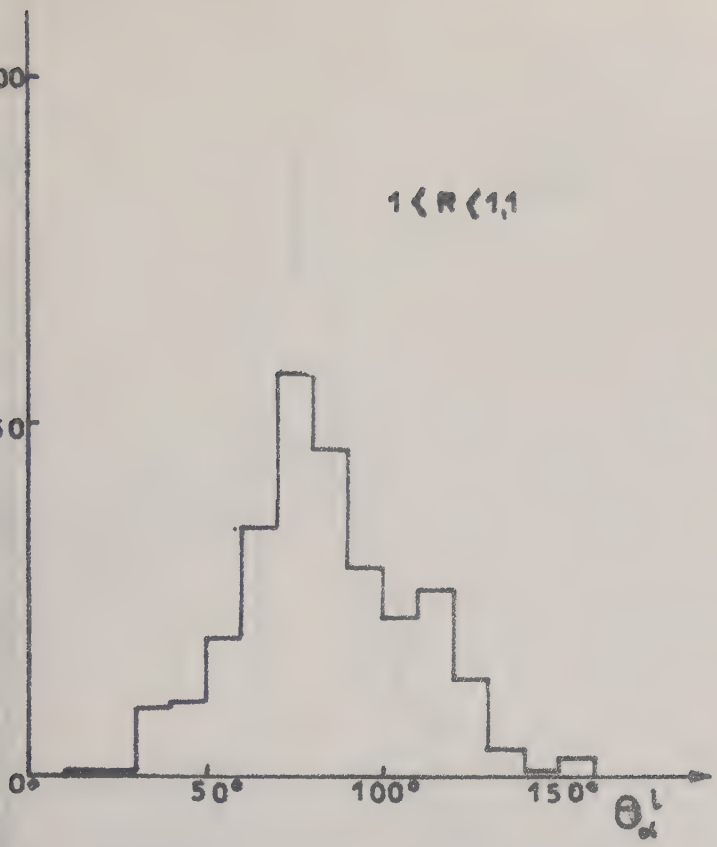
Nous montrerons, d'autre part, au paragraphe suivant que l'angle θ'_{α} le plus probable se modifie assez fortement en fonction de R. Or, ici, notre but est d'expliquer pourquoi l'énergie la plus probable de la particule α ne change pas en fonction de R.

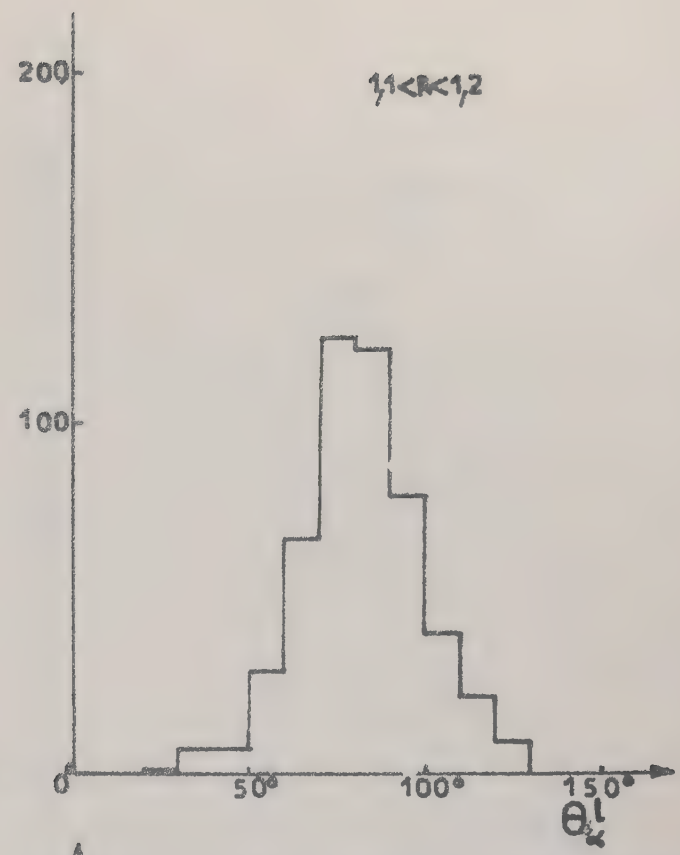
Nous avons vu précédemment que la force coulombienne exercée par les fragments sur la particule α, déterminait l'angle θ'_{α}. Mais, nous savons que cette force est inversement proportionnelle au carré de la distance entre les charges de la particule α et des fragments et varie assez rapidement en fonction de cette distance.

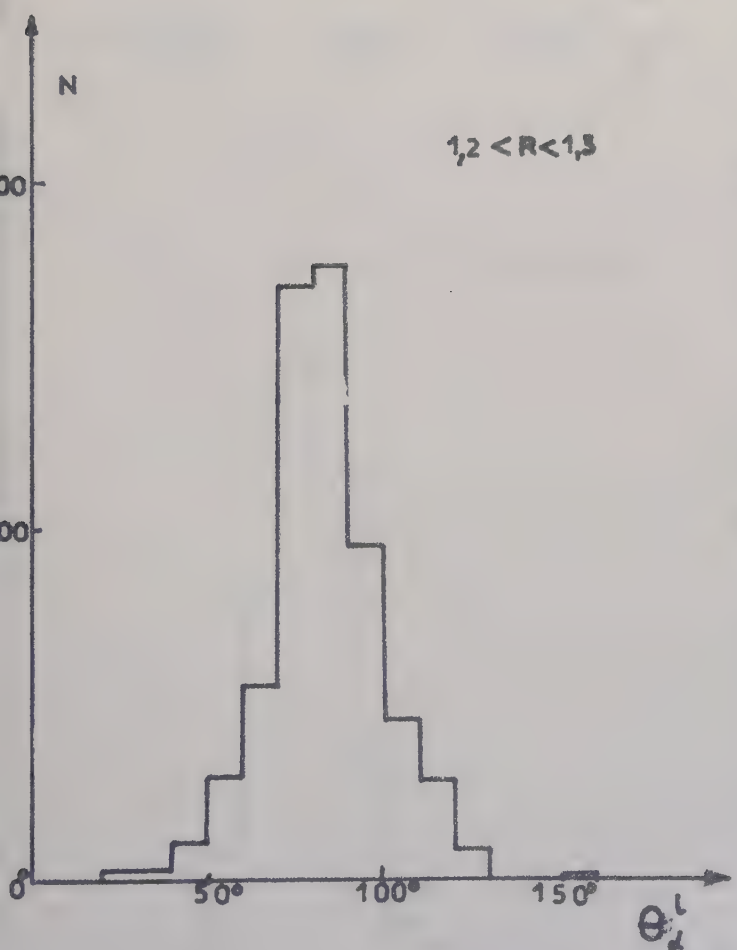
Les calculs de trajectoires montrent que l'énergie finale de la particule α est déterminée, entre autres, par l'énergie potentielle de cette particule au moment de son émission. Cette énergie potentielle, d'origine coulombienne, possède donc une valeur inversement proportionnelle à la distance entre les charges. C'est pourquoi, on peut admettre que l'énergie finale de la particule α est, elle aussi, proportionnelle à l'inverse de la distance entre cette même particule et les fragments de fission. De ce fait, sa valeur doit croître lorsque le point d'émission est près du centre des charges de l'un des fragments de fission (si l'on suppose ici que ceux-ci sont sphériques).

Mais, nous devons remarquer que cette variation sera beaucoup moins sensible que celle de l'angle entre les trajectoires de la particule α et les fragments de fission.

De plus, l'erreur commise sur la mesure de R peut contribuer à diminuer cette variation et, de ce fait, nous ne pouvons pas mettre en évidence ces faibles écarts.


1 < R < 1,1
50°
100°
150°
θ_α^l


200
100
1,1<R<1,2
0
50°
100°
150°
θ_α^l


N
1,2 < R < 1,3
0
50°
100°
150°
θ_α^l

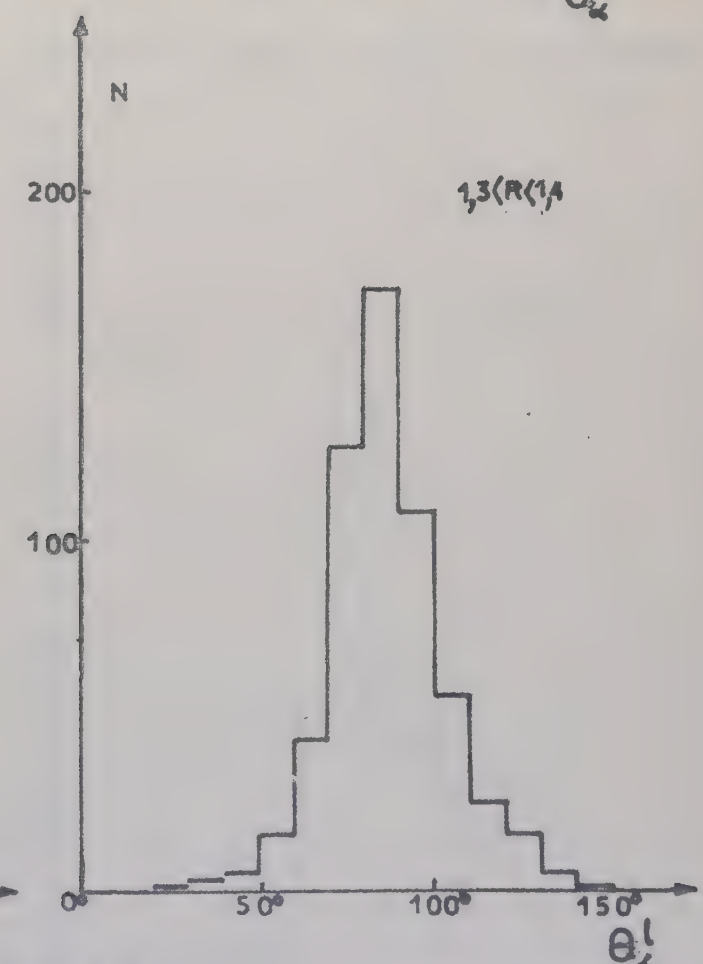

N
200
100
1,3<R<1,4
0
50°
100°
150°
θ_α^l

Fig.19

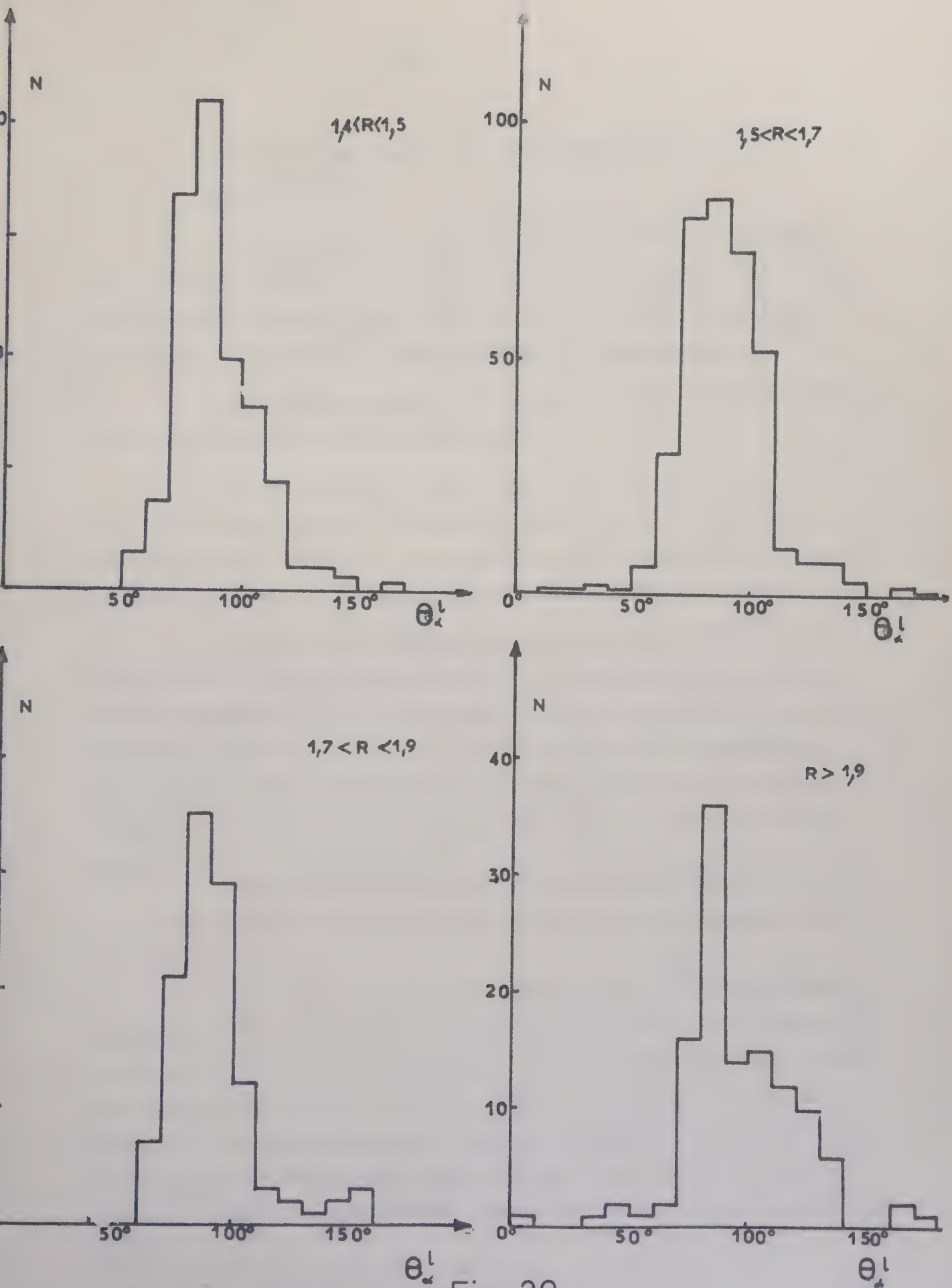

N
1,4<R<1,5
50°
100°
150°
θ^l_α
N
100
50
1,5<R<1,7
0°
50°
100°
150°
θ^l_α
N
1,7 < R <1,9
50°
100°
150°
θ^l_α
N
40
30
20
10
R > 1,9
0°
50°
100°
150°
θ^l_α

Fig. 20

7°) Distribution de l'angle θ_α^ℓ pour différents domaines de valeurs de R :

Les différentes distributions sont portées sur les figures 19 et 20. Nous constatons que toutes ces courbes possèdent une largeur à mi-hauteur à peu près égale. Ceci est en accord avec les résultats trouvés par FRAENKEL [34] dans son étude de la tripartition de ^{252}Cf.

Nous remarquons, en outre, que la valeur la plus probable change notablement d'une courbe à l'autre.

Nous avons porté sur la figure 18 la variation de l'angle le plus probable en fonction du rapport de masse des deux gros fragments. Nous voyons que la pente de cette courbe est plus faible pour les valeurs de R comprises entre 1,3 et 1,8 environ qu'aux deux extrémités.

Si nous nous référons aux calculs de MILTON [46] nous pouvons obtenir la charge la plus probable correspondant à la masse d'un fragment déterminé. Or, connaissant le rapport des masses et la masse totale nous pouvons en déduire la masse de chacun des fragments. De cette manière, nous constatons que lorsque le rapport des masses des fragments vaut 1,3 l'un des fragments est $^{132}_{50}Sn$, noyau "doublement magique".

Lorsque R = 1,8 l'un des fragments est $^{84}_{34}Se$ qui possède une couche fermée de neutrons et qui est donc seulement magique pour les neutrons.

Au cours de mesures effectuées sur le ^{252}Cf FRAENKEL et THOMPSON [28] avaient porté sur un diagramme la valeur de l'angle θ_α^ℓ en fonction de la masse des fragments. L'effet que nous trouvons n'apparaît pas sur leur courbe ; et ceci, probablement à cause de deux faits. D'une part, la précision angulaire que nous obtenons se révèle bien supérieure à celle de ces auteurs, d'autre part, nous avons pu réaliser, au cours des calculs, une correction exacte résultant du recul de la particule alpha.

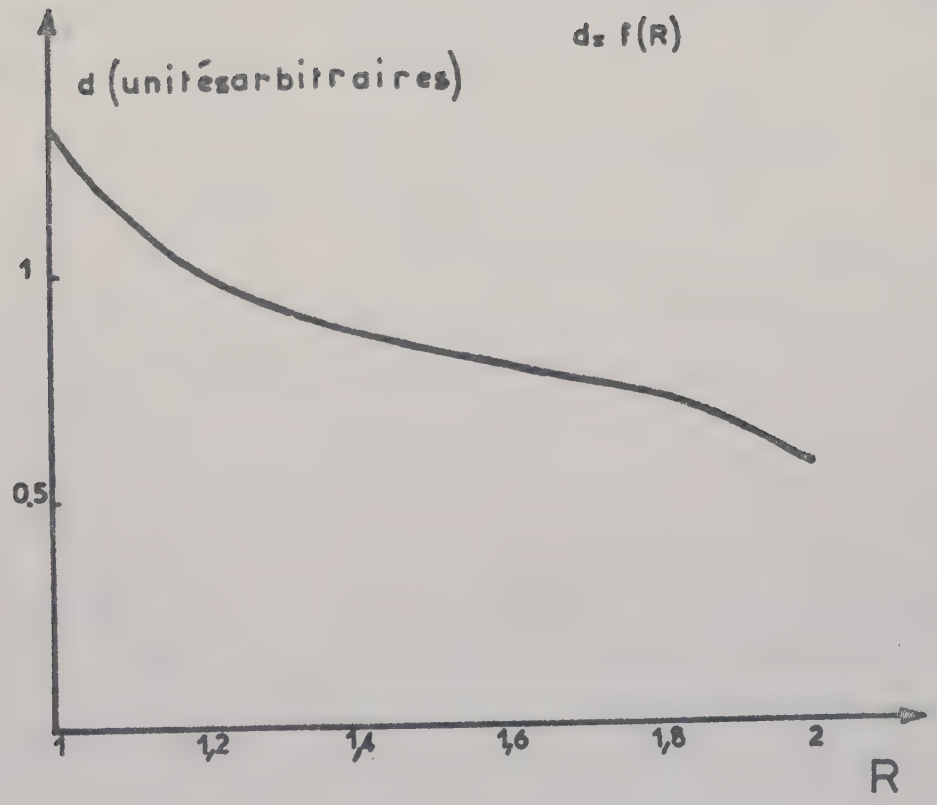


Fig 21

Nous pouvons relier la courbe de la figure 18 à la distance qui sépare le centre du fragment léger de celui de la particule α . Supposons, en première approximation, que l'angle θ^{L}_{α} est inversement proportionnel à cette distance. Nous obtenons ainsi la courbe $d = f(R)$ (figure 21).

Nous remarquons une diminution rapide de d entre R = 1 et R = 1,3 (noyau "doublement magique") , une variation assez lente de d entre R = 1,3 et R = 1,8 (noyau magique pour les neutrons seulement) puis à nouveau une diminution rapide de d .

Essayons d'expliquer ce phénomène en utilisant un modèle inspiré de celui de l'haltère de WHETSTONE.

Pour R compris entre 1 et 1,3 nous obtenons deux noyaux tous deux très déformables et donc leurs formes respectives ne sont pas liées entre elles.

$1 < R < 1,3$

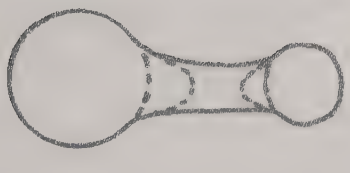
N'étant magique ni l'un ni l'autre, aucun d'eux ne sera sphérique a priori. Le point de rupture peut donc être situé n'importe où sur le col, et une augmentation du rapport de masse correspond à un déplacement de ce point vers le fragment léger et, par suite à une diminution de d .

$R \sim 1,3$

Pour R de l'ordre de 1,3 le noyau lourd a une forme sphérique ; et donc la scission aura obligatoirement lieu près de ce noyau.

$1,3 < R < 1,8$

$R \sim 1,8$



$R > 1,8$

Lorsque la valeur de R augmente la masse de ce fragment s'élève, et il garde donc un "coeur magique". Sa forme sera toujours proche de la forme sphérique et la rupture s'effectuera près de ce noyau. Il résulte de ceci que le fragment léger se rapprochera très lentement, d'autant plus que ce dernier tendant à posséder une couche fermée de neutrons deviendra moins déformable. Cela entraînera une diminution de la longueur du col. Quand le fragment léger deviendra sphérique ($R \sim 1,8$) la rupture aura lieu à proximité de ce dernier. Mais ce fait sera moins sensible que dans le cas où le noyau lourd était doué d'une telle forme, car ici, ne possédant qu'une seule couche fermée, le noyau résiste moins facilement à la déformation.

Si R continuait à augmenter, ce fragment léger perdrait tout à fait sa propriété "magique" puisque sa masse diminue et qu'il n'a par conséquent pas de coeur sphérique.

Le gros fragment étant maintenant beaucoup plus lourd qu'un noyau magique, devient lui-même à nouveau assez facilement déformable. Les deux fragments possèdent alors des propriétés de résistance à la déformation assez proches de celles qu'ils avaient lorsque R était petit.

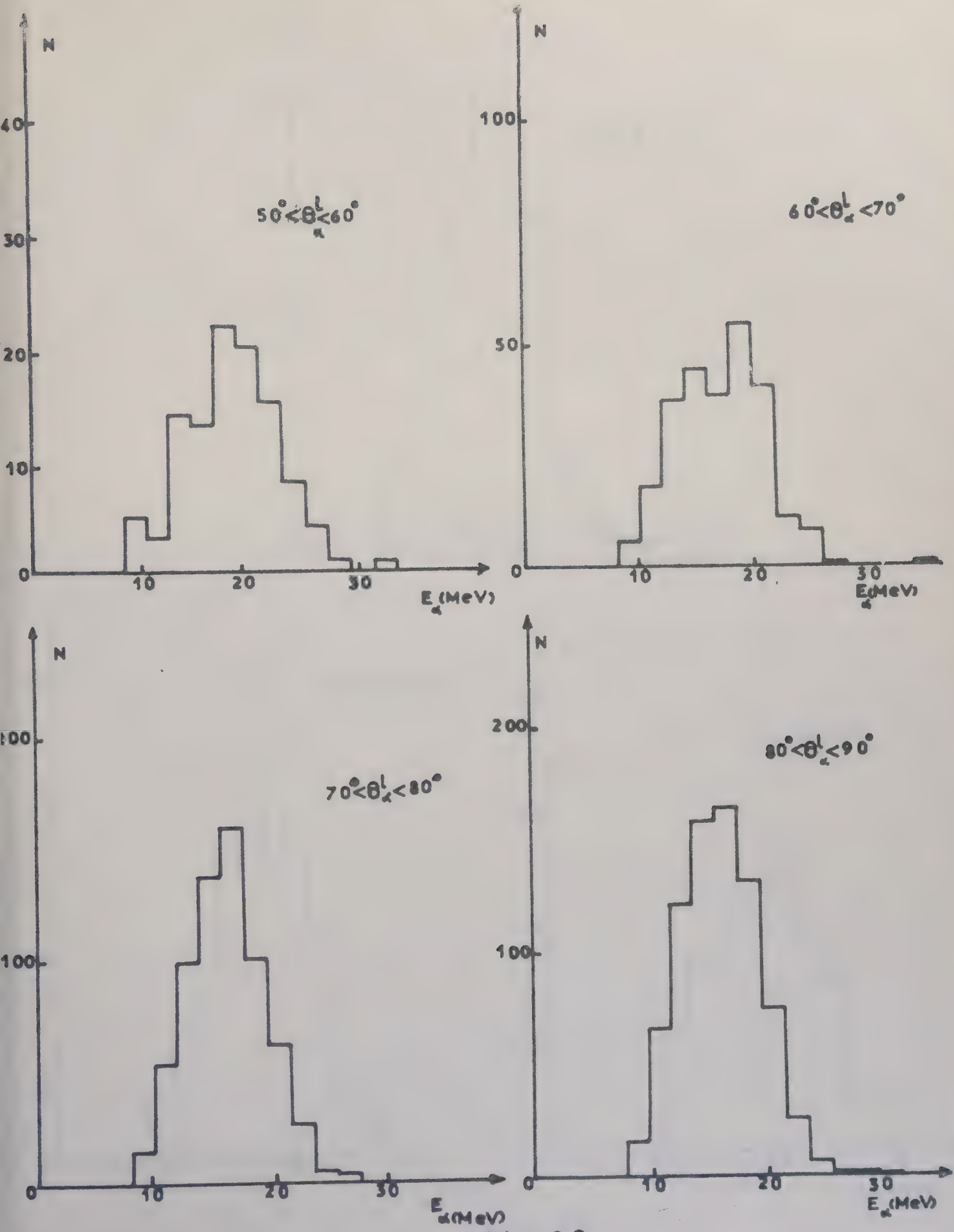
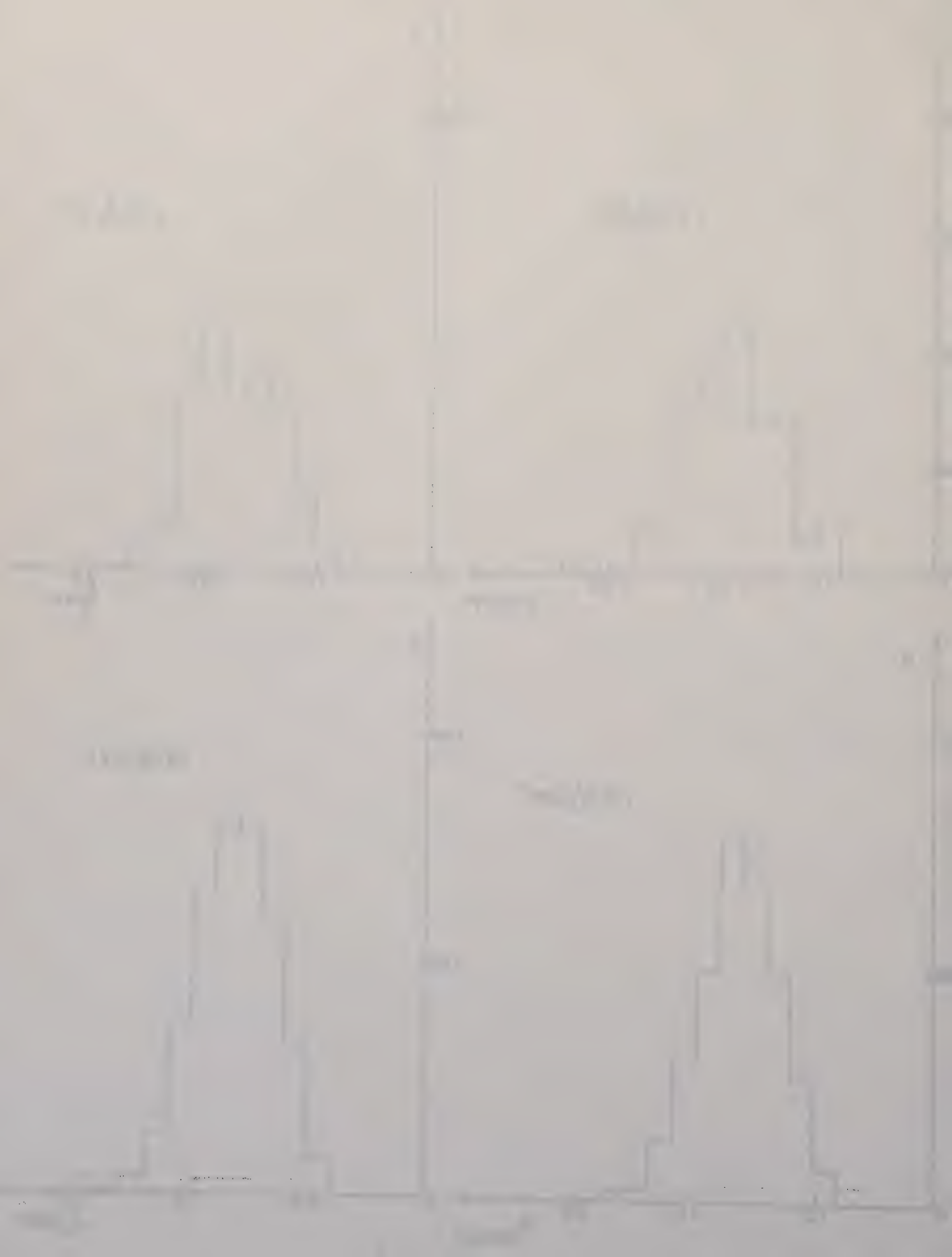

N
40
30
20
10
0
10
20
30
E_α(MeV)
$50^\circ < \theta^L_\alpha < 60^\circ$
N
100
50
0
10
20
30
E_α(MeV)
$60^\circ < \theta^L_\alpha < 70^\circ$
N
100
0
10
20
30
E_α(MeV)
$70^\circ < \theta^L_\alpha < 80^\circ$
N
200
100
0
10
20
30
E_α(MeV)
$80^\circ < \theta^L_\alpha < 90^\circ$

Fig. 22



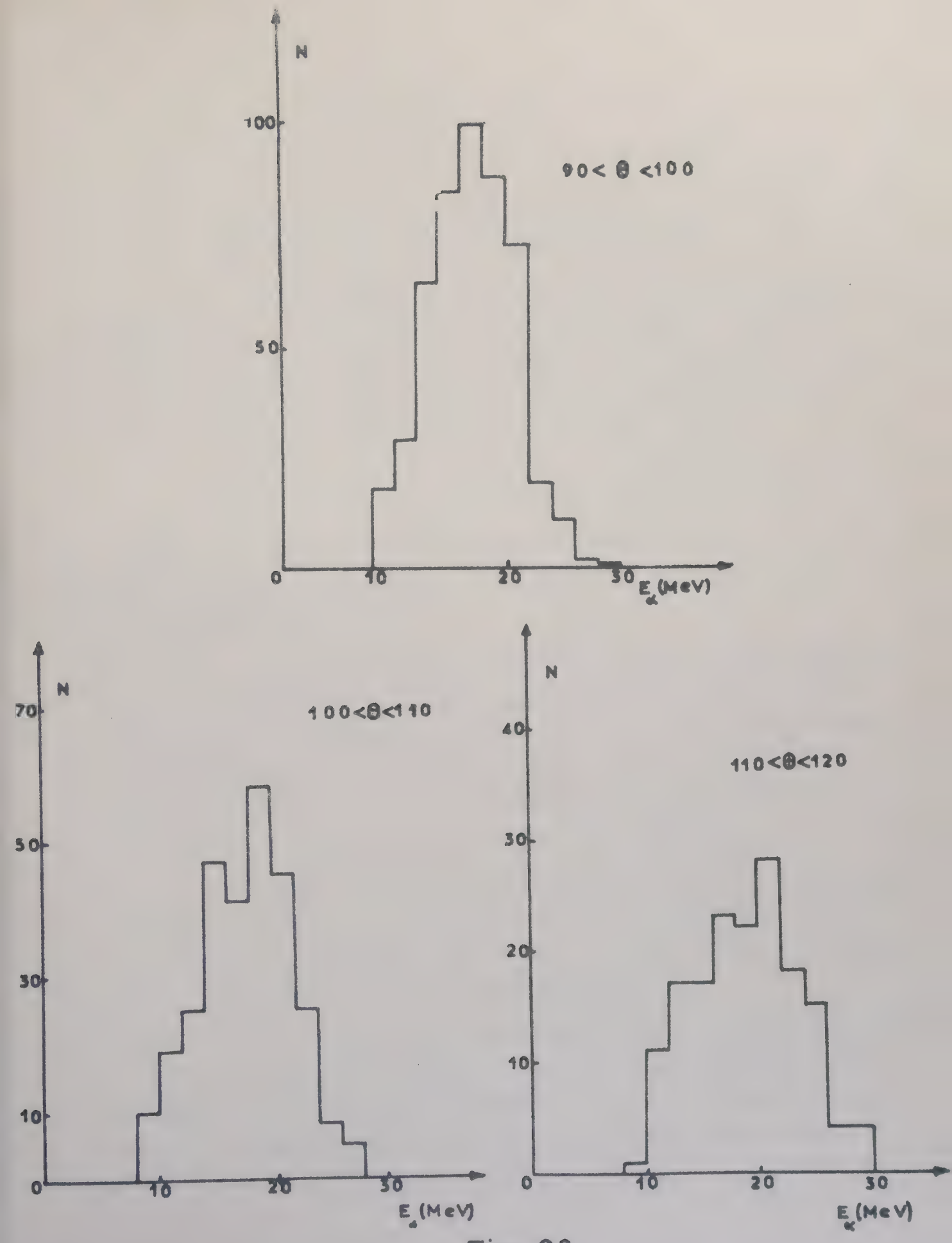

N
100
50
0
10
20
30
E_α(MeV)
90< θ <100
N
70
50
30
10
0
10
20
30
E_α(MeV)
100<θ<110
N
40
30
20
10
0
10
20
30
E_α(MeV)
110<θ<120

Fig. 23

8°) Variation de l'énergie alpha la plus probable en fonction de θ_α^L :

Sur les figures 22 et 23 nous voyons le spectre en énergie des particules α , pour différents domaines de valeurs de l'angle entre la particule α et le fragment léger de fission. Nous constatons que toutes ces distributions ont des formes assez semblables, mais que la valeur la plus probable varie d'une histogramme à l'autre.

La variation de l'énergie la plus probable en fonction de l'angle θ_α^L est portée sur la figure 24. Nous voyons que cette courbe possède un minimum d'une valeur un peu inférieure à 16 MeV , aux alentours de l'angle le plus probable et qu'elle accuse une légère dissymétrie par rapport à cet angle.

Nous avons porté sur ce même diagramme deux points mesurés par SCHNEEBERGER [26] à des angles θ_α^L égaux à 20 degrés et 60 degrés. Nos résultats sont compatibles avec ces résultats. Nous pouvons, néanmoins, noter que notre variation est plus rapide que celle trouvée par FRAENKEL [34] dans le cas de la fission spontanée de ^{252}Cf dont les résultats sont également portés sur le même graphique.

Le fait que l'énergie de la particule α augmente aux angles extrêmes, s'accorde avec les résultats annoncés par PERFILOV et al. [16] qui trouvent une distribution isotrope des particules α de grande énergie dans la tripartition de ^{235}U par neutrons thermiques.

Nous pouvons assez aisément expliquer la forme de la courbe portée sur la figure 24 en reprenant l'idée que l'angle d'émission de la particule α est étroitement lié à la position du point de scission. Nous avons vu au paragraphe précédent, que ceci était tout à fait plausible.

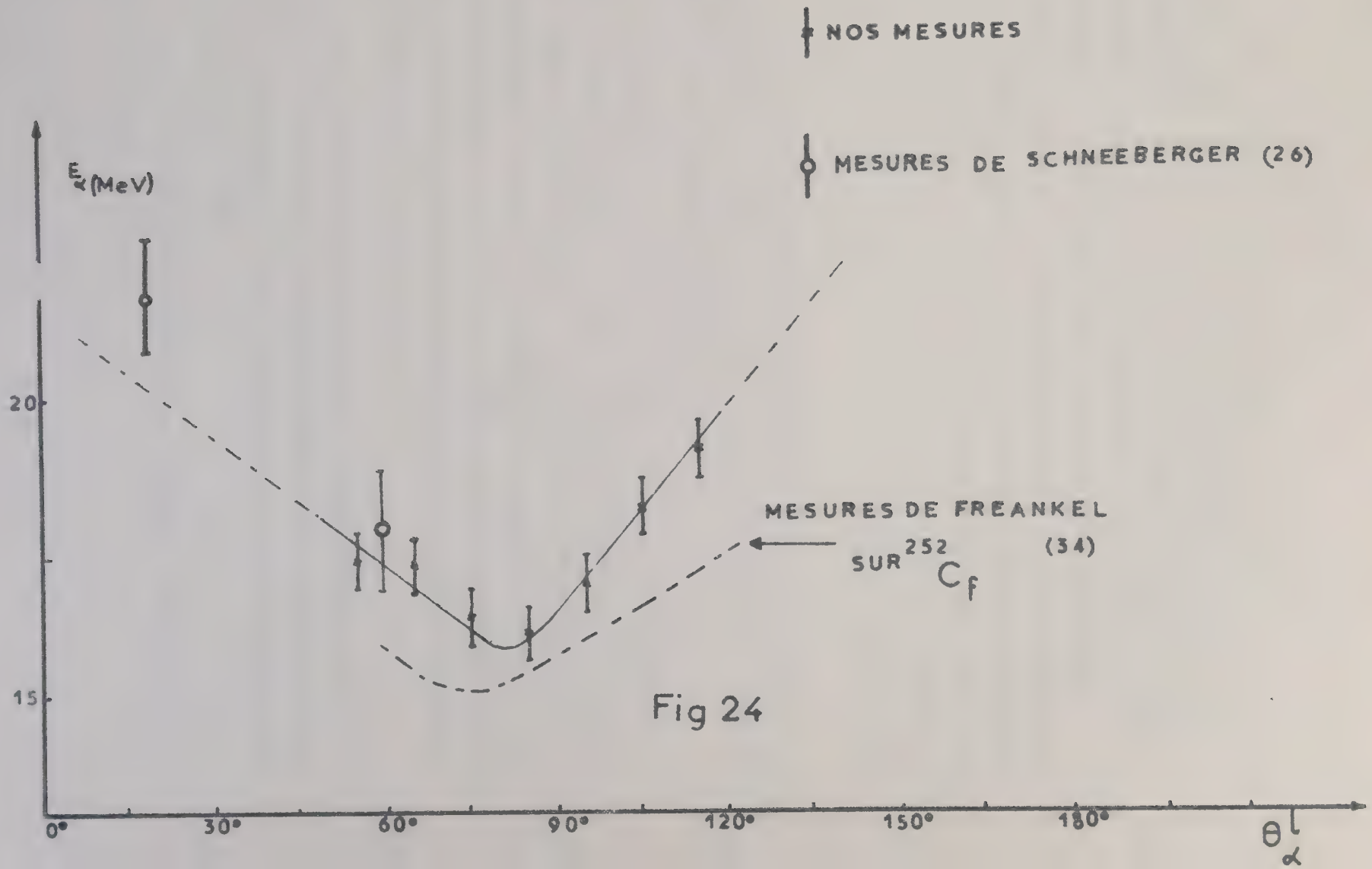

NOS MESURES
MESURES DE SCHNEEBERGER (26)
E_α(MeV)
20
15
MESURES DE FREANKEL
SUR ^{252}Cf (34)
0°
30°
60°
90°
120°
150°
180°
θ^l_α

Fig 24

Dans ce cas, nous savons également que pour un angle θ_α^l petit le point d'émission se situe près du fragment lourd, et que pour un angle θ_α^l grand il se trouve près du fragment léger. De ce fait, il apparaît qu'aux angles extrêmes la particule α a été émise près d'un des fragments et, il semble donc tout à fait normal que son énergie, compte tenu de la forme de la surface potentielle, soit plus grande à ces angles-là. Il paraît également logique que l'énergie minimum se rencontre lorsque l'angle θ_α^l a sa valeur la plus probable. En effet, nous savons que dans ce cas, dans le modèle de l'haltère dissymétrique, le point de rupture se trouve au milieu du col, à l'endroit où l'energie potentielle de la particule α est la plus faible.

Rappelons, cependant, que nous avons mis en évidence précédemment que l'énergie potentielle de la particule α changeait assez peu en fonction du lieu d'émission de la dite particule.

De plus, le raisonnement exposé ci-dessus ne rend pas absolument compte de la forme de notre courbe. En effet, si l'on parle en termes d'énergie potentielle la valeur de l'énergie de la particule α doit être supérieure lorsque θ_α^l est petit que lorsqu'il est grand. Car, dans le cas où cet angle est petit, l'émission de la particule α a lieu près du fragment lourd qui fournit une énergie coulombienne plus importante que le fragment léger a distance égale.

Or, nous pouvons constater sur la figure 24 que la courbe monte un peu plus rapidement du côté des grands angles que du côté des petits angles. FRAENKEL[24] trouve d'ailleurs un résultat analogue dans la fission spontanée du ^{252}Cf.

Il semble donc nécessaire de compléter le raisonnement ci-dessus de la manière suivante :

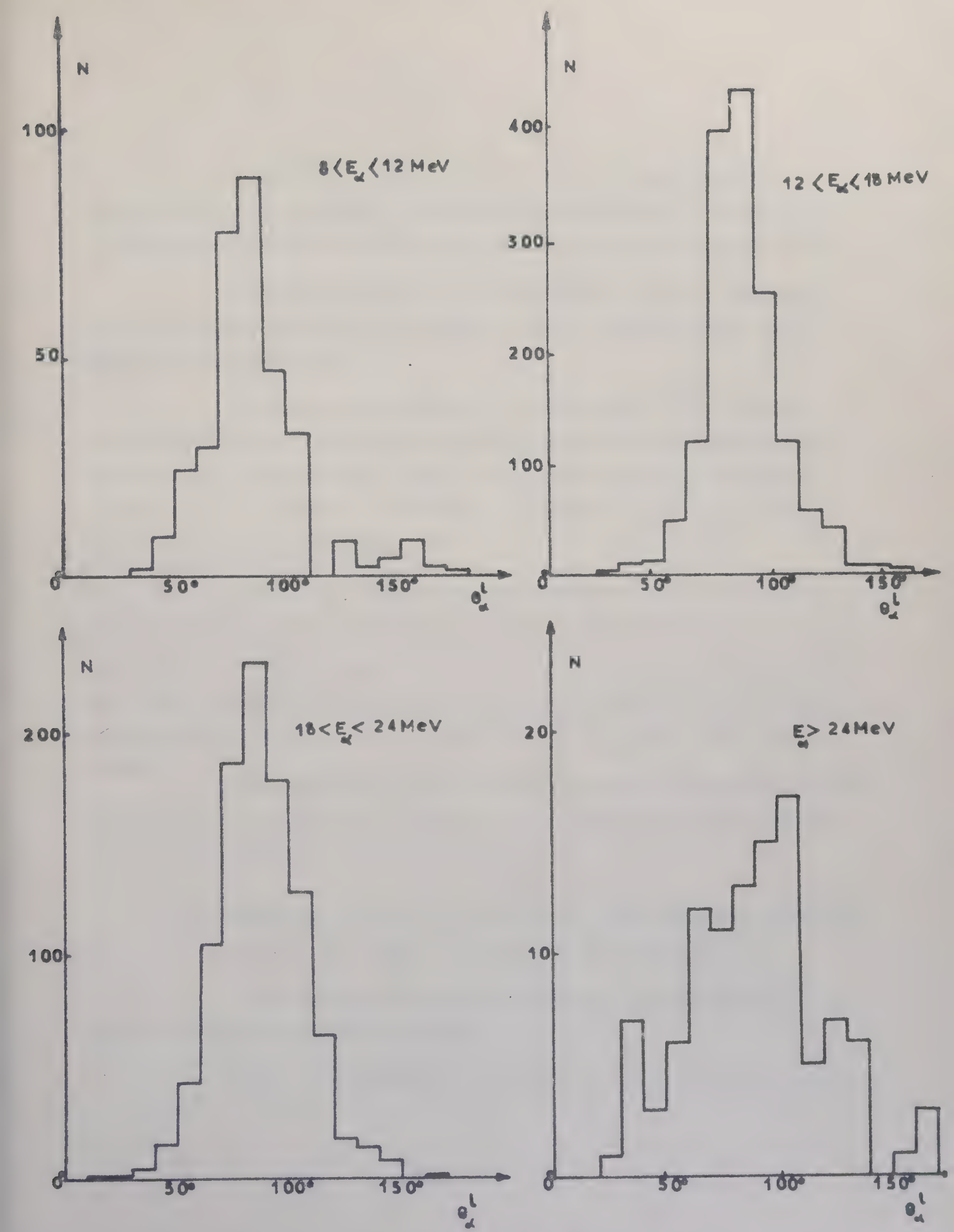

N
100
50
0
8 < E_α < 12 MeV
50°
100°
150°
θ_α^L
N
400
300
200
100
0
12 < E_α < 18 MeV
50°
100°
150°
θ_α^L
N
200
100
0
18 < E_α < 24 MeV
50°
100°
150°
θ_α^L
N
20
10
0
E_α > 24 MeV
50°
100°
150°
θ_α^L

Fig. 25

Quand l'angle θ^{ℓ}_{α} possède soit une valeur très faible soit une valeur très grande, cela signifie que la particule α passe respectivement très près du fragment léger ou très près du fragment lourd.

Etant donné la faible distance relative entre les fragments, ceci ne peut pas se produire si seules les forces coulombiennes sont prises en considération.

Etudions, par exemple, le cas où l'angle θ^{ℓ}_{α} est grand. Ici la trajectoire de la particule α passera très près du fragment lourd. Faisons intervenir l'énergie initiale de la particule α au moment de la scission. Si cette énergie est grande il en résulte que l'énergie finale de la particule α sera très élevée.

Dans ce cas également, la composante de la force coulombienne due aux fragments lourds peut devenir négligeable devant la résultante de celle due aux fragments légers et de la force provenant de l'énergie initiale de la particule α . De ce fait, la trajectoire de cette particule passera très près du fragment lourd et l'angle θ^{ℓ}_{α} sera relativement grand.

Nous expliquons donc ici qu'une particule α dont la trajectoire fait un angle très faible avec celle d'un des fragments de fission doit être animée d'une énergie relativement importante.

9°) Distribution angulaire de la particule alpha par rapport au fragment léger pour différents domaines de valeurs de E_{α} :

Cette distribution est représentée sur la figure 25 pour quatre domaines différents d'énergie.

Pour les énergies faibles ($8\ \text{MeV} \leq E_{\alpha} \leq 12\ \text{MeV}$) il sem-

ble que le spectre ait la même largeur que celui correspondant au domaine d'énergie supérieur. Cependant, la faible statistique des résultats acquis sur ce premier spectre ne permet pas d'affirmer ce point-là.

Si nous comparons les trois premiers histogrammes de la figure 25 un élargissement du spectre apparaît très nettement lorsqu'on augmente l'énergie de la particule α .

Ce phénomène est encore plus apparent lorsqu'on examine le dernier histogramme de la figure 25. Dans cet histogramme, en dépit d'une très faible statistique, il est bien évident que l'on ne peut plus voir de pic. Si toutefois il en existait un, il serait sûrement très large.

Ce dernier résultat concorde tout à fait avec celui de PERFILOV et al.[16] qui trouvent une distribution isotrope de particules α de grande énergie dans la fission de ^{235}U par neutrons thermiques.

Il est à remarquer cependant que ces auteurs tirent leurs résultats d'un nombre d'évènements analysés extrêmement faible (environ 200) et qu'ils obtiennent donc très peu de particules de grande énergie.

Toutefois, FRAENKEL[34] trouve le même résultat dans la fission spontanée de ^{252}Cf, et ceci, sur un très grand nombre d'évènements. Pour notre part, bien que ne pouvant pas affirmer que la distribution angulaire des particules de grande énergie soit isotrope, nous pouvons dire qu'elle est très élargie par rapport à celle des particules d'énergie plus faible.

Pour expliquer l'augmentation de la largeur de ces différents spectres, nous pouvons émettre la même hypothèse que celle que nous avançons pour rendre compte de la courbe $E = f(\theta^{l}_{\alpha})$.

En effet, nous avons montré qu'en présence d'une énergie initiale importante de la particule α, l'influence relative des forces coulombiennes diminue. Par suite, l'effet focalisant du champ coulombien sera beaucoup moins sensible dans ce cas.

Nous savons, aussi, que lorsque l'énergie initiale de la particule α est grande, son énergie finale sera elle-même très importante.

Ainsi, nous rendons compte du fait que la distribution de l'angle θ_α^ℓ s'élargit quand l'énergie de la particule α augmente. Cette distribution peut devenir isotrope lorsque l'énergie initiale de la particule alpha présente une valeur suffisamment importante.

HALPERN [38] a d'ailleurs réalisé des calculs qui corroborent ce raisonnement.

10°) Conclusion :

Des discussions portant sur chacune des distributions analysées ci-dessus nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

- Tous les résultats tendent à montrer que la particule α est émise à partir du col joignant les deux gros fragments, et ceci, à l'instant de la scission où à un instant postérieur mais très proche de ce dernier.

- Les calculs de trajectoires effectués par les différents auteurs pour essayer de retrouver les formes des diverses distributions montrent qu'au moment de la scission les fragments de fission sont déjà en mouvement.

- Le modèle de l'haltère dissymétrique semble très valable pour expliquer la dynamique de la tripartition. Il permet de rendre compte des corrélations angulaires entre la particule α et le fragment léger de fission, si l'on admet que cette particule est émise à partir du point de scission.

Toutefois, il paraît nécessaire d'élaborer un peu plus cette image, en introduisant l'effet des couches fermées sur la déformabilité des fragments. De ce fait, les raisonnements que nous sommes amenés à émettre se révèlent tout à fait semblables à ceux formulés par FONG [54] et VANDENBOSCH [55]. Ces auteurs montrent en effet que la variation de l'énergie cinétique totale des fragments et celle du nombre des neutrons émis par ces derniers, en fonction de leur masse, sont en étroite liaison avec la déformation des fragments au moment de la scission. Ils suggèrent également que cette déformation possède une valeur minimum lorsque le fragment contient un nombre magique de nucléons.

Il est également intéressant de remarquer l'intérêt que présente la technique des émulsions nucléaires chargées pour l'analyse du phénomène de tripartition. Elle permet de mesurer un très grand nombre de paramètres sur un évènement avec une très bonne précision en ce qui concerne les mesures angulaires. Notons aussi qu'il a été possible de mesurer un très grand nombre de phénomènes (environ 3 000) car leur concentration dans l'émulsion était suffisamment importante.

Au cours de l'expérience que nous allons décrire dans les chapitres suivants, et qui a été réalisée par la technique des détecteurs à semi-conducteurs nous avons mesuré 30 000 évènements, soit seulement 10 fois plus.

Mais il est à remarquer que dans cette deuxième expérience nous n'avons effectué aucune mesure angulaire et que, pour ce faire nous aurions dû diminuer considérablement l'angle solide de détection des particules α et donc augmenter, en proportion, le temps de mesure qui a été pourtant de 30 jours. Dans ce cas, les problèmes techniques (dérive de l'appareillage, usure des détecteurs) seraient devenus considérables et extrêmement difficiles à résoudre.

Notons également que la résolution sur la mesure de l'énergie des particules α est bien supérieure lorsqu'on utilise la méthode des émulsions nucléaires, car on ne place aucun écran sur leur parcours. Lorsqu'on utilise des détecteurs à semi-conducteurs la présence de cet écran implique une correction qui est très difficile à réaliser car on ne connaît pas l'angle d'incidence des particules sur celui-ci.

ETUDE ENERGETIQUE DE LA TRIPARTITION

L'expérience que nous avons décrite dans les chapitres précédents a fourni des résultats précis du point de vue angulaire, mais n'a donné aucun résultat exploitable concernant les masses et les énergies des gros fragments de fission. Or, il est nécessaire d'obtenir des informations sur ces quantités pour comprendre le mécanisme de la tripartition et tenter de comparer ce phénomène a celui de la fission binaire. Pour parvenir à de tels résultats, nous devons mettre en oeuvre des techniques utilisant des détecteurs possédant une bonne résolution en énergie et en masse. Les détecteurs à semi-conducteurs répondent à ces critères. Pour compléter les résultats précédents nous avons entrepris une autre expérience que nous allons décrire dans les chapitres suivants.

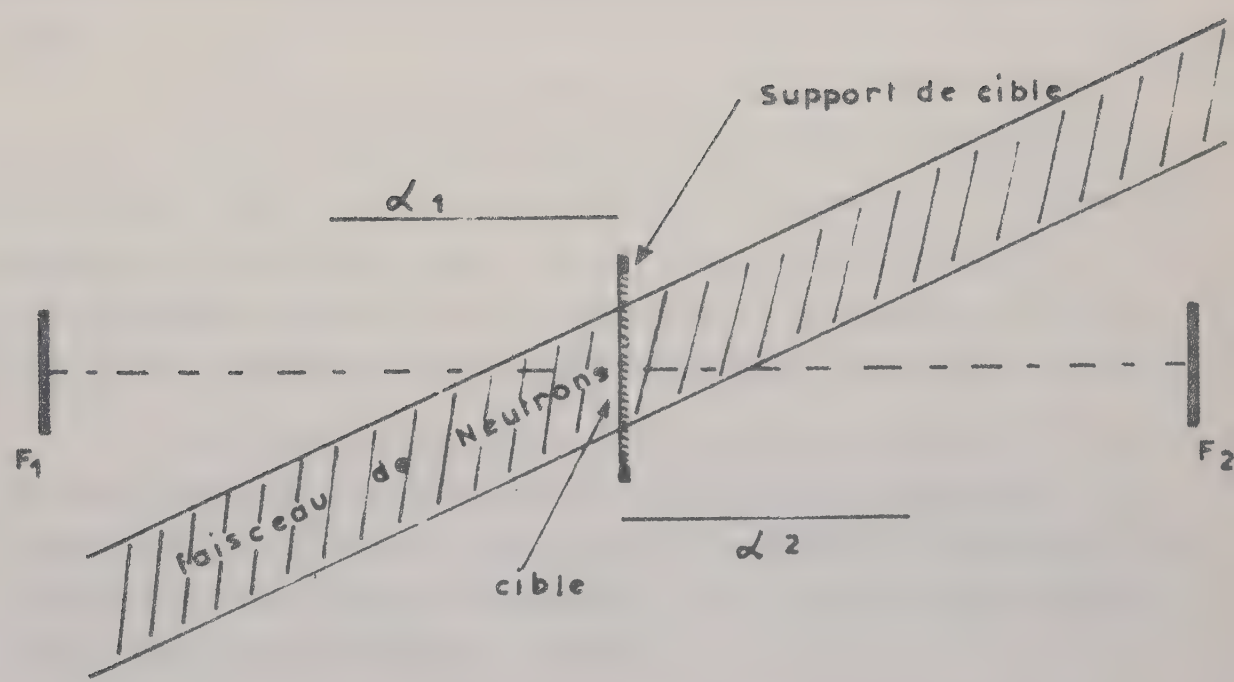


Fig. 26

I - Dispositif expérimental

1°) Choix du système de détection :

Lorsque nous avons étudié le dispositif expérimental de l'expérience précédente, nous avons considéré les avantages et les inconvénients des deux principales techniques dont disposent les expérimentateurs.

Au cours de notre travail nous devions mesurer, avec la meilleure précision possible, les masses et énergies des fragments de fission. Par contre, nous avions décidé de ne pas procéder à des mesures angulaires puisque l'expérience réalisée par émulsions nucléaires se révèlait beaucoup adaptée à cela. En conséquence, la technique des détecteurs à semi-conducteurs nous a paru être celle qui convenait le mieux.

Cependant, nous avons dû prendre un certain nombre de précautions du point de vue de l'efficacité de détection des particules α. Il a fallu trouver un dispositif à l'aide duquel aucun angle d'émission des ces particules ne soit favorisé ou défavorisé. Pour cela, nous avons utilisé l'appareillage schématisé sur la figure 26.

Surcette figure F_1 et F_2 représentent les deux diodes destinées à détecter les fragments de fission. Il s'agit de détecteur circulaire à barrière de surface ORTEC de 24 mm de diamètre et de résistivité égale à 300 Ω . cm.

α_1 et α_2 sont les détecteurs de particules alpha. Nous utilisons deux groupes de quatre détecteurs disposés sur deux demi-cylindres entourant la cible d'uranium.

Ce sont des diodes à barrière de surface en Silicium de 5 x 1 cm. et de 600 microns d'épaisseur dont la résistivité est de 2×10^4 Ω x cm.

La cible est constituée par un dépôt circulaire de 2 cm. de diamètre d'Uranium enrichi à 93 % de ^{235}U et dont l'épaisseur a une valeur de 100 microgrammes/ cm^2. Le support du dépôt en acétate de cellulose, possède une épaisseur de 50 microgrammes/cm^2 sur un diamètre de 4 cm. Un anneau en Aluminium de 4 cm. de diamètre intérieur et de 0,5 mm. d'épaisseur, soutient l'ensemble.

Une feuille d'Aluminium de 30 microns d'épaisseur protège les détecteurs alpha des fragments de fission et des particules alpha de radioactivité naturelle.

Grâce à ce dispositif, les particules alpha sont détectées avec une efficacité égale lorsqu'elles forment un angle compris entre 25 degrés et 155 degrés avec les fragments de fission. Or, la courbe de distribution de l'angle θ^{ℓ}_{α} obtenue dans l'expérience décrite précédemment montre que plus de 99% des particules α sont émises avec des angles θ^{ℓ}_{α} compris entre 25 degrés et 155 degrés.

Pour des raisons mécaniques, les différents détecteurs ne peuvent pas être accolés. De ce fait, l'efficacité de détection des particules alpha tombe à 20% . Toutefois, nous devons remarquer que cette efficacité se répartie du manière uniforme sur toutes les valeurs de θ^{ℓ}_{α} .

Nous allons maintenant examiner en détail chacun des éléments de l'appareillage (figure 26).

2°) Les détecteurs de fragments de fission :

a) Précaution d'utilisation

On utilise fréquemment les diodes à barrière de surface pour la détection des fragments de fission à cause de leur efficacité de 100 % et de leur bonne résolution.

Toutefois, nous devons prendre un certain nombre de précautions lors de l'utilisation de ce type de détecteurs :

- Le détecteur est constitué par un mono-cristal de Silicium . Or, dans les mono-cristaux on a mis en évidence un phénomène particulier appelé "effet canal" . C'est-à-dire que des ions chargés peuvent avoir une trajectoire qui suit les plans intercristallins. Dans ce cas, l'ionisation se révèle inférieure à l'ionisation normalement provoquée par un ion de caractéristiques identiques. Il s'ensuit évidemment une très mauvaise résolution en énergie du détecteur. C'est pourquoi, afin de pallier à cet inconvénient on taille des cristaux de Silicium dans un plan constituant un angle faible avec le plan perpendiculaire à l'axe 1 . 1 . 1 du cristal de Silicium [74].

- Par la suite, nous devons prendre des récautions au cours de l'utilisation de ce détecteur. Etudions rapidement le principe d'une jonction à barrière de surface : une très mince péllicule d'Or constitue la zone P, alors que la zone N est formée par le Silicium. Au contact de ces deux zones s'établit une barrière de potentiel d'épaisseur très faible (d'où le nom de barrière de surface).

Pour augmenter l'épaisseur de cette barrière, il suffit de polariser le détecteur dans le sens inverse de la conduction. Cette épaisseur peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$D = 0,5 \sqrt{\rho \cdot V}$$

D : épaisseur de la barrière en microns

ρ : résistivité de la diode en Ω . cm

V : tension de la polarisation en Volts.

Nous pouvons également calculer la valeur du champ électrique en un point quelconque du détecteur. Ce champ est maximum au contact de l'Or et du Silicium et décroît linéairement jusqu'à s'annuler à partir de la distance D de cette surface.

L'expression de la valeur maximum du champ est la suivante

$$H_{max} = 4,2 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{V}{\rho}}$$

Une particule chargée, traversant la zone de cette barrière, perd son énergie par ionisation, en créant des paires électron-trou qui se déplacent dans le champ électrique pour finalement être collectées par les électrodes du détecteur. Donc, cette zone représente la partie active du détecteur et doit posséder une épaisseur supérieure à la longueur du parcours des ions à détecter. Pour les fragments de fission, ce parcours est de l'ordre de 30 microns dans le Silicium. C'est pourquoi D doit être supérieur à 30 microns.

D'autre part, lorsqu'un fragment de fission pénètre dans un tel détecteur la densité d'ionisation en début de parcours est très importante. Et, de ce fait, les paires électron-trou qui ont tendance à se recombiner créent un champ électrique très important qui s'oppose à celui créé par la polarisation. Donc, pour éviter cette recombinaison la valeur maximum du champ (H_{max}) doit être suffisante (au moins 6.000 V/cm.) . Dans le cas contraire, le taux de recombinaison est important et, de ce fait, l'amplitude du signal diminue, et son temps de montée augmente : c'est "l'effet plasma" . Par contre, quand ce champ est trop élevé on obtient l'effet contraire : "Effet de multiplication des charges" qui est tout aussi gênant car, dans ce cas, la hauteur de l'impulsion n'est plus proportionnelle à l'énergie de la particule qui pénètre dans le détecteur. [75, 76]

La valeur optimale de la tension de polarisation à appliquer à un détecteur peut être déterminée expérimentalement de la manière suivante : On profite du fait que le phénomène de recombinaison des charges n'existe pratiquement pas lorsqu'on détecte des particules α . On trace

donc les variations du rapport des impulsions dues aux particules α et aux fragments de fission provenant d'une source de ^{252}Cf. La courbe résultante croît pour les faibles valeurs de la tension de polarisation puis présente un palier étendu. Cette région est appelée : " zone de saturation" et représente la région dans laquelle on doit travailler, car , la collection des charges est alors totale.

Pour les détecteurs que nous avons employé la tension de polarisation était fixée à 30 Volts. Dans ces conditions, la profondeur utile était de 50 microns et le champ électrique maximum de 14.000 Volts par cm. Nous maintenions la tension de polarisation effective constante au cours de l'expérience. Et, pour cela, nous augmentons légèrement la tension appliquée pour compenser l'ugmentation du courant inverse au cours du temps.

De plus, nous avons pris certaines précautions mécaniques concernant ces détecteurs. En particulier, nous avons placé devant chacun d'entre eux un collimateur circulaire de 20 mm. de diamètre et de 2 mm. d'épaisseur. Les bords de ce dernier arrondis, ont été très soigneusement polis. Ces collimateurs avaient pour but d'empêcher la détection des fragments près du bord des jonctions, afin d'éviter une dispersion d'énergie considérable.

b) Etalonnage

La réponse d'un détecteur dépend, à la fois, de la masse et de l'énergie de l'ion qui s'y arrête. Or, il est très difficile d'obtenir isolément des ions aussi lourds que les fragments de fission. C'est pourquoi, afin d'étalonner les détecteurs, nous devons faire appel à un artifice : Dans ce but nous avons utilisé la méthode mise au point par SCHMITT et al.[77] .

Ces auteurs ont obtenu séparément des ions ^{79}Br, ^{81}Br et ^{127}I à des énergies variant de 20 à 120 MeV. Ainsi, ils ont pu mesurer directement la réponse de détecteurs à barrière de surface pour ces ions.

En faisant des approximations assez faibles, ils ont établi une relation entre la hauteur de l'impulsion, la masse et l'énergie de la particule détectée :

$$E = (a + a'M)\,X + b + b'M$$

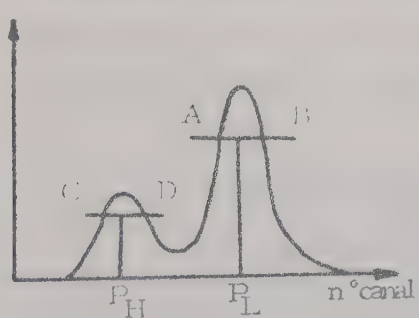
E : énergie de la particule détectée

M : masse de la particule détectée

X : hauteur de l'impulsion fournie par le détecteur

Les coefiicients a, a', b, b' restent constants pour un détecteur donné fonctionnant dans la région de saturation.

SCHMITT et al.[77, 78] proposent ensuite une méthode permettant de calculer ces quatre coefficients à partir du spectre des réponses d'un détecteur aux fragments de fission de ^{235}U par neutrons thermiques.



Pour cela, ils utilisent les deux quantités P_L et P_H définies sur le schéma ci-contre.

AB : segment reliant les deux flancs du pic du fragment léger aux 3/4 de la hauteur maximum

CD : segment reliant les deux flancs du pic du fragment lourd aux 3/4 de la hauteur maximum

P_L : Abcisse du milieu de A B

P_H : Abcisse du milieu de C D

Les valeurs des coefficients sont alors données par les expressions suivantes :

$$a = \frac{30,9734}{P_L - P_H}$$

$$a' = \frac{0,04596}{P_L - P_H}$$

$$b = 87,8626 - a P_L$$

$$b' = 0,1345 - a' P_L$$

D'autre part, SCHMITT et PLEASENTON [79] ont fourni les caractéristiques qui permettent de tester la qualité d'un détecteur de fragment de fission. Cela donne la possibilité de surveiller le "vieillissement" des détecteurs au cours de l'expérience.

3°) Les détecteurs de particules alpha :

Ces détecteurs ont été fabriqués au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay par Madame GARIN.

Il s'agit également de détecteurs en Silicium à barrière de surface, d'une résistivité de $2.10^4 \Omega$ .cm .

L'application d'une tension de 50 Volts leur donne une profondeur utile de 500 microns, ce qui se révèle largement suffisant pour arrêter les particules α d'une énergie de 30 MeV. [80]

Ces détecteurs sont destinés à compter et mesurer l'énergie des particules α de tripartition. Or, nous savons que l'on rencontre une

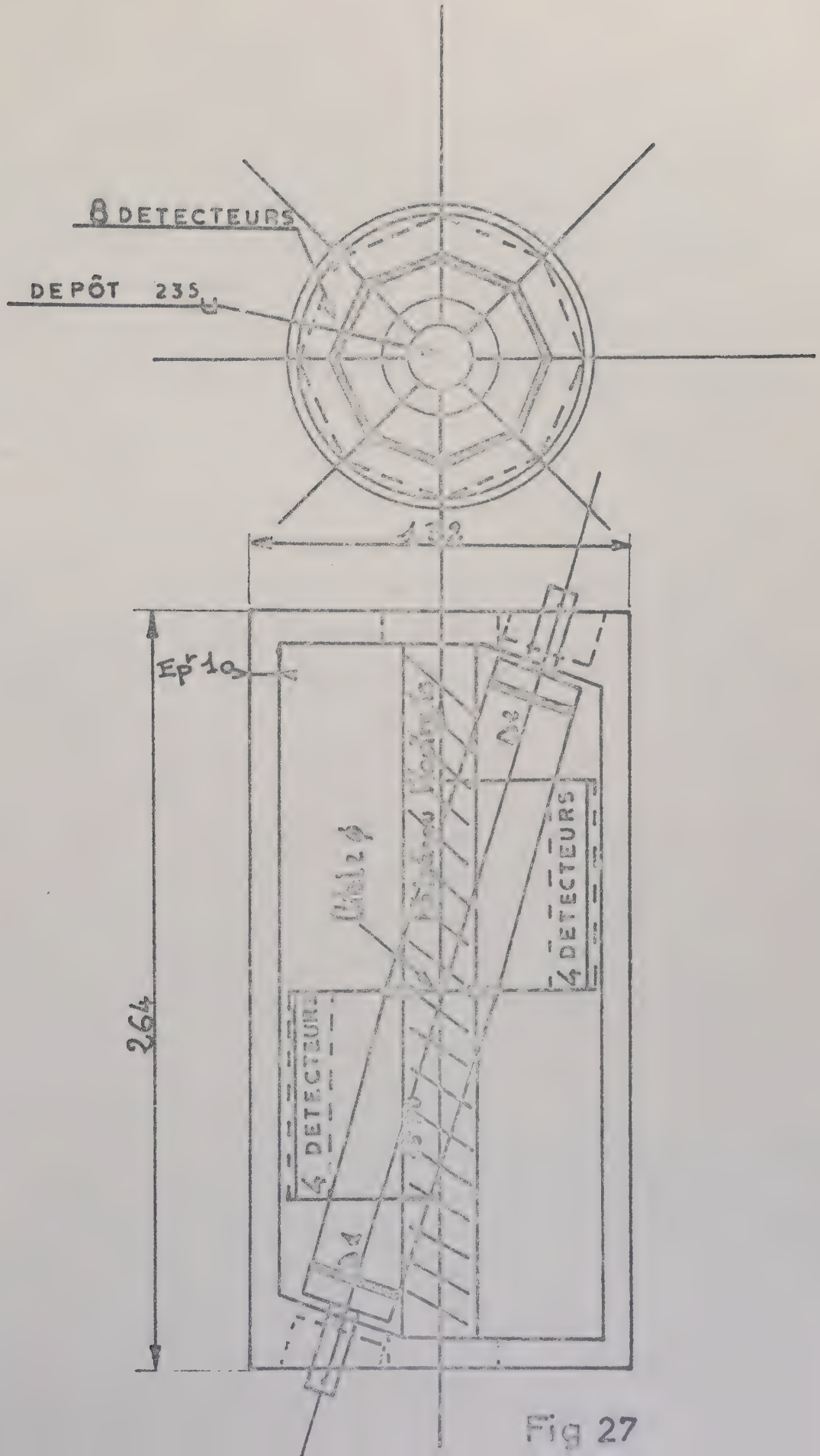

8 DETECTEURS
DEPÔT 235
1,32
Epr 10
2,64
4 DETECTEURS
4 DETECTEURS

Fig 27

particule α pour environ 500 fissions. Donc, si nous n'empêchons pas les fissions d'atteindre ces détecteurs, nous obtiendrons un bruit de fond très important, ce qui amènera un taux de coïncidences fortuites considérable. Pour remédier à cet inconvénient, nous avons placé une feuille d'Aluminium d'épaisseur de 30 microns devant chacun des détecteurs. De cette manière, les fragments de fission ne peuvent pas atteindre le détecteur alpha. Mais, il en résulte que les particules α animées d'une énergie inférieure à 6,5 MeV ne traversent pas cet écran.

Remarquons que dans le cas de la défection des particules α, il ne se pose pas les problèmes que l'on rencontre au cours de la détection des fragments de fission. En effet, d'une part, le pouvoir ionisant de ces particules est beaucoup plus faible, et, d'autre part, l'étalonnage en énergie s'avère très facile puisqu'on dispose de sources de particules α d'énergies différentes.

4°) Cible d'Uranium :

Puisque nous désirions mesurer l'énergie des fragments de chaque côté de la cible, l'épaisseur de cette dernière devait être très faible. De plus, il était nécessaire de la disposer parallèlement au plan des deux détecteurs fission car, ainsi que nous le verrons ultérieurement, nous avons procédé à des mesures de temps de vol. Et ceci implique que la dispersion des parcours soit la plus faible possible.

5°) La chambre de réactions :

Nous avons disposé cet ensemble dans une chambre schématisée sur la figure 27 . Cette chambre en Aluminium possédait des orifices de passage du faisceau obturés par une feuille d'Aluminium de 500 microns d'épaisseur.

Un collimateur en Lithium de 5 mm. d'épaisseur réduisait la dimension du faisceau à l'entrée de la chambre. On maintenait un vide primaire dans cette enceinte par un pompage permanent à l'aide d'une pompe à palettes.

II - Mesure des masses et des énergies

1°) Détermination des masses et des énergies des fragments de fission

Pour mesurer les masses et les énergies cinétiques des fragments de fission, nous utilisons une méthode identique à celle que nous avons exposée dans le compte-rendu de l'expérience effectuée à l'aide d'émulsions nucléaires. Mais, dans le cas des détecteurs à jonction le parcours est remplacé par la hauteur de l'impulsion. Nous obtenons donc les quatre équations suivantes qu'il suffit de résoudre :

$$E_1 = (a + a' M_1) X_1 + b + b' M_1$$

$$E_2 = (a_1 + a'_1 M_2) X_2 + b_1 + b'_1 M_2$$

$$M_1 E_1 = M_2 E_2$$

$$M_1 + M_2 = 232 \quad (236 \text{ en fission binaire})$$

Dans ces équations a, a', b et b' représentent les coefficients de SCHMITT pour le détecteur ayant fourni l'impulsion X_1 ; les coefficients d'indice 1 correspondent à l'autre détecteur.

Remarquons que dans le cas présent, comme dans celui des émulsions nucléaires, nous calculons la masse des fragments après émission des neutrons. Toutefois, il est possible de corriger ces résultats en connaissant le nombre des neutrons émis en fonction de la masse[67].

2°) Précision des résultats :

a) Résolution en énergie

La résolution en énergie de détecteurs identiques à ceux que nous avons utilisés pour les fragments de fission a été mesurée dans des conditions similaires par d'autres auteurs[71, 81]. Elle a été trouvée égale à 1,5 MeV (largeur totale à mi-hauteur).

En ce qui concerne les détecteurs à particules alpha, la résolution du système est assez mauvaise car ces particules doivent traverser un écran d'Aluminium de 30 microns d'épaisseur sous des incidences très variées. Nous pouvons estimer très grossièrement que cette résolution est plus mauvaise que 500 keV.

b) Résolution en masse

Cette résolution est affectée non seulement par la résolution en énergie mais aussi par l'émission des neutrons par les fragments. TERRELL[67] a montré que, connaissant le taux d'émission de neutrons par masse de fragment, on peut calculer la résolution en masse.

L'effet seul de ces neutrons conduit à une valeur de la variance qui peut être déterminée à l'aide de l'expression suivante :

$$\sigma_1^2 (M_1 \text{ ou } M_2) = \frac{4 \bar{\nu}_T M_1 M_2 \eta}{3 A E_T} + \frac{1}{4} \sigma^2 (\nu_T) \qquad (1)$$

M_1 et M_2 : masse des fragments de fission avant l'émission des neutrons

η : énergie moyenne des neutrons dans le système du centre de masse (1,2 MeV)

$A = M_1 + M_2$

$\sigma^2(\nu_T)$: variance du nombre total de neutrons émis ($\sim$ 1,22)

Si l'on tient compte de la résolution en énergie des détecteurs, SCHMITT et al.[82] ont montré que l'expression (1) devient :

$$\sigma^2(M_1 \text{ ou } M_2) = \sigma_1^2 + \frac{0,41}{E_T^2}(M_1^2 + M_2^2) \qquad (2)$$

Dans l'expression (2) on ne tient évidemment pas compte d'une éventuelle instabilité de l'appareillage. Nous verrons ultérieurement que nous avons réussi à obtenir une très bonne stabilité.

En utilisant l'expression (2) nous parvenons à une résolution qui varie un peu en fonction de la masse et qui vaut de 3 à 4,2 U. M. A. (largeur totale à mi-hauteur).

3°) Evènements aberrants :

En mesurant la masse des fragments par la méthode indiquée ci-dessus on obtient des résultats totalement erronés dans les régions où les masses sont soit égales soit très inégales. Ceci provient du fait qu'un grand nombre d'évènements aberrants contaminent ces régions. Ces derniers résultent de ce qu'un des paramètres mesurés est faux, et leur nombre croît lorsque l'énergie cinétique totale des deux fragments diminue.

On peut attribuer aux causes expérimentales suivantes la présence de tels évènements aberrants :

- Perte d'énergie dans le dépôt du fait de son inhomogénéité microscopique.
- Perte d'énergie dans le support du dépôt pour le même motif.
- Perte d'énergie par réflexion sur les parois de l'installation.
- Effets de bords des détecteurs.

Un des buts principaux de notre expérience était d'étudier la tripartition dans les régions des masses symétriques et très asymétriques, aussi est-il nécessaire d'éliminer tous ces évènements aberrants. Pour cette raison nous utilisons une technique mise au point par RIDRAG [66, 83] que nous allons maintenant décrire.

III - Mesure du temps de vol des fragments de fission

Pour éliminer les évènements aberrants, nous mesurons la différence de temps de vol entre les fragments de fission : T , et nous vérifions que les résultats de cette mesure, les énergies et les masses calculées par la méthode exposée ci-dessus sont cohérentes.

La distance entre la cible et chacun des détecteurs étant égale, si on appelle ℓ cette distance, la différence de temps de vol est donnée par l'expression suivante :

$$T = \ell \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right)$$

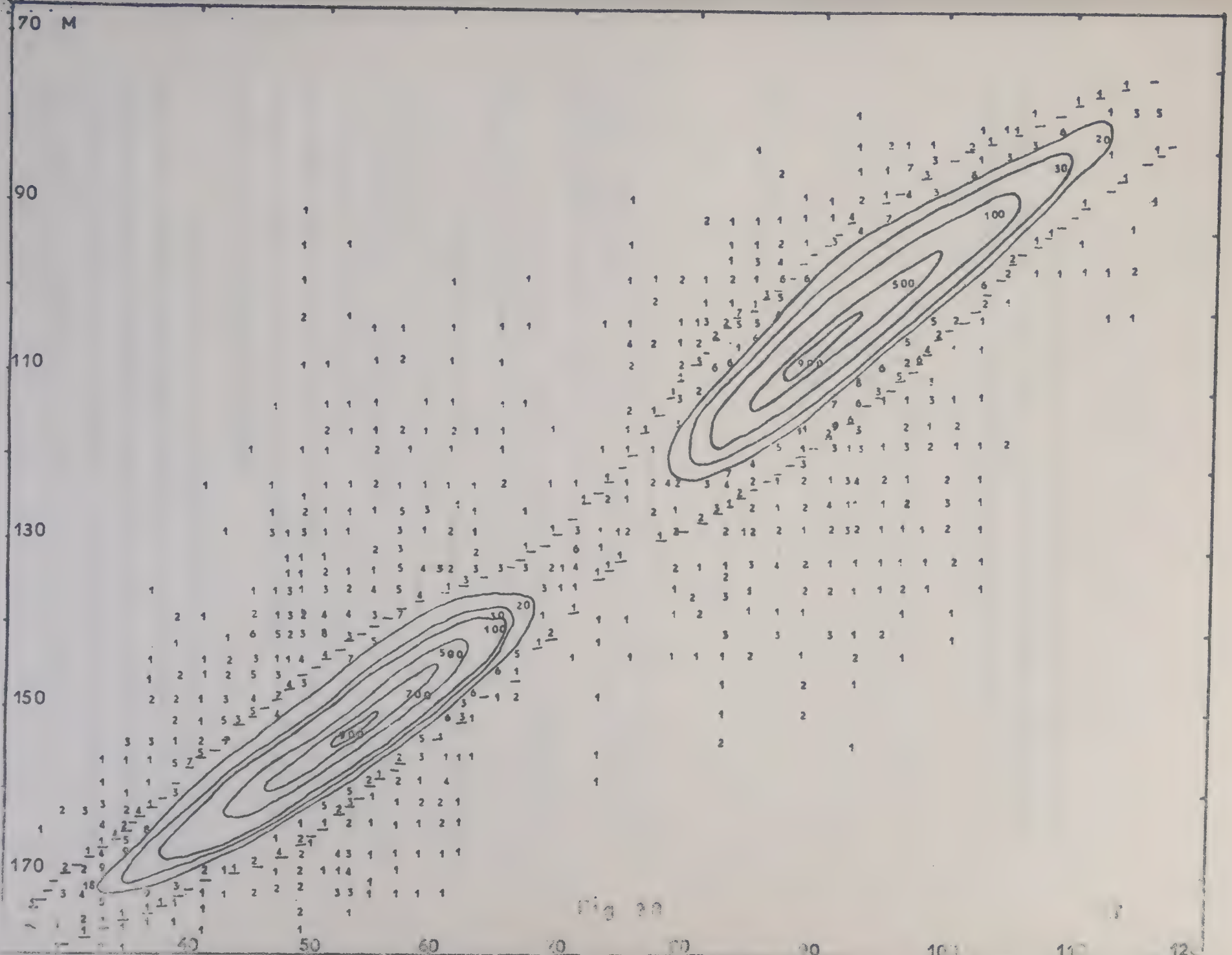
où v_1 et v_2 représentent les vitesses de chacun des fragments.

Nous considérons ces vitesses après émission des neutrons, puisque ceux-ci sont produits avant que les fragments aient atteint la vitesse constante, c'est-à-dire tout à fait en début de parcours (ces vitesses sont de l'ordre de 10^9 cm/s.) .

En exprimant les vitesses en fonction des masses et des énergies des fragments, nous obtenons :

$$T = \ell \left(\sqrt{\frac{M_1}{2E_1}} - \sqrt{\frac{M_2}{2E_2}} \right)$$

Donc, pour chaque valeur de la masse M_1 nous devons obtenir une certaine distribution des valeurs de T . Théoriquement, la largeur de cette distribution doit dépendre, en première approximation, de la largeur de la distribution de l'énergie cinétique totale des deux fragments.


70 M
90
110
130
150
170
40
50
60
70
90
100
110
120

En effet, supposons que nous n'ayons qu'une valeur possible pour cette énergie : E_T . Dans ce cas, nous obtiendrons les équations suivantes en négligeant les neutrons émis par les fragments :

$$M_1 + M_2 = 236 = A$$

$$E_1 + E_2 = E_T$$

$$M_1 E_1 = M_2 E_2$$

Il en résulte que :

$$E_1 = \frac{A - M_1}{A} E_T$$

Donc, si nous avons une seule valeur de E_T pour une valeur de M_1 , il en résultera une seule valeur de M_2, E_1 et E_2 . Dans ce cas, nous n'obtiendrons donc qu'une seule valeur de T .

En réalité, il existe une distribution de E_T c'est pourquoi nous devons nous attendre à avoir une distribution de T .

Cependant, il se peut que nous ayons mesuré des évènements aberrants, c'est-à-dire des évènements pour lesquels un (ou les deux) des fragments a été mal détecté soit parcequ'il avait suivi un trajet perturbé soit parce qu'il était tombé sur le bord du détecteur où l'efficacité est diminuée. Dans ce cas, il existe une grande probabilité pour que le temps mesuré se trouve en dehors de la distribution normale. Cet évènement pourra alors être identifié et éliminé.

Nous montrons sur la figure 28 la distribution (M_1 , T) que nous avons obtenue durant notre expérience en fission binaire. En abcisse, nous avons placé la différence de temps de vol entre les deux fragments, en nombre de canaux, et en ordonnées la masse d'un des fragments. (Toujours celui qui est détecté par le détecteur F_1 de la figure 26).

On constate un rétrécissement des distributions dans les zones de masses symétriques et très asymétriques. Ceci paraît normal puisque, dans ces zones, la distribution de l'énergie cinétique totale est, elle-même, plus étroite.

Sur ce tableau il est relativement aisé de placer les bornes qui séparent la zone où tous les évènements sont aberrants de la zone où à peu près tous les évènements sont valables, et on peut donc procéder à une très bonne décontamination des mesures.

Nous remarquons d'ailleurs que les évènements aberrants sont proportionnellement beaucoup moins nombreux dans les zones où les masses des fragments sont proches l'une de l'autre.

Ces mesures se révèlent donc très utiles puisqu'elles permettent de supprimer les évènements erronés y compris dans les zones de faible taux de production de fission.

L'importance de ces corrections apparaît d'autant plus nécessaire dans notre cas, puisque notre but consiste justement à apporter des informations dans ces régions qui n'ont jamais été étudiées correctement jusqu'à présent.

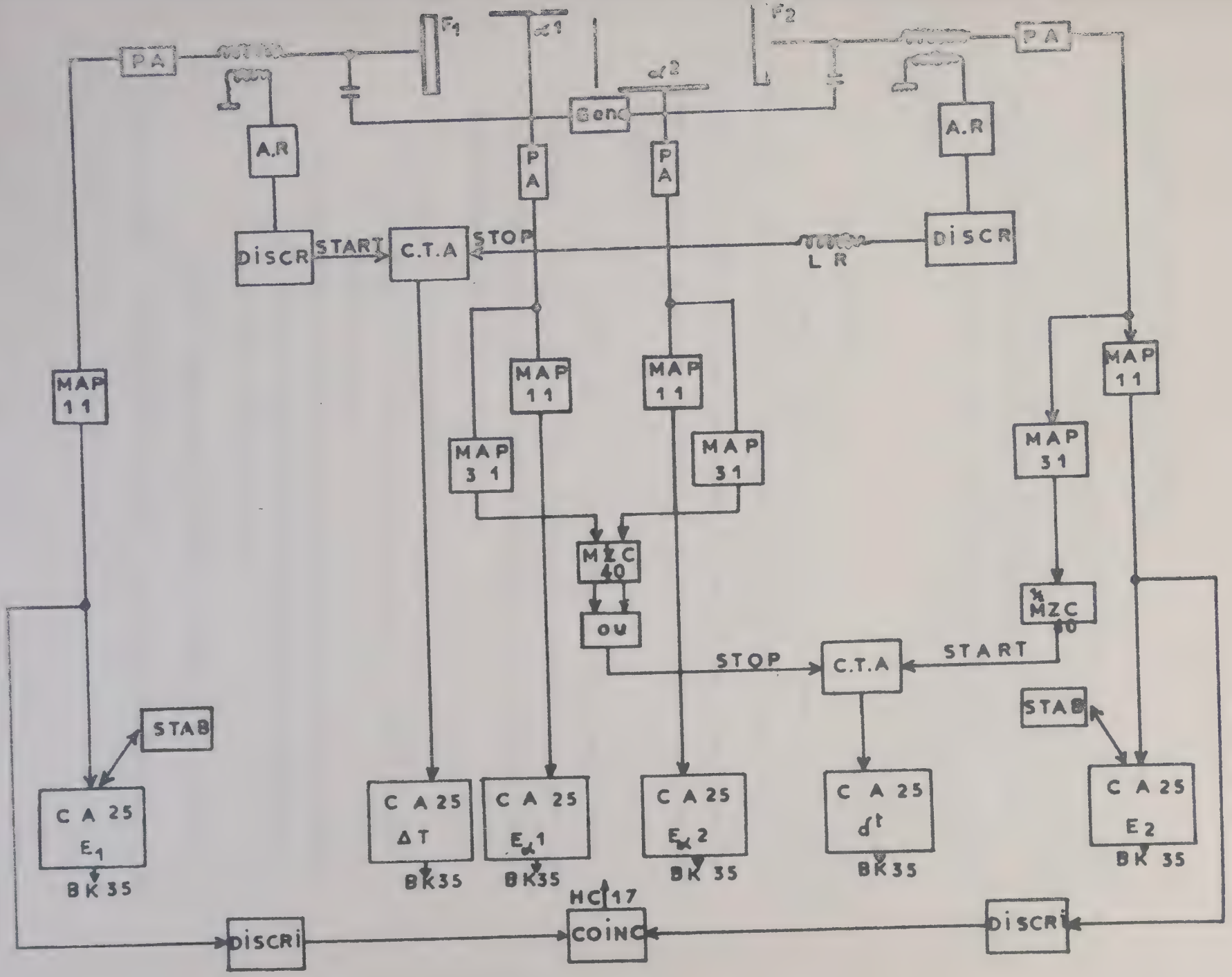

PA
F1
α1
α2
F2
PA
Gen
A.R
A.R
PA
PA
DISCR
START
C.T.A
STOP
L R
DISCR
MAP 11
MAP 11
MAP 11
MAP 11
MAP 31
MAP 31
MAP 31
MZC 40
ou
½ MZC
STOP
C.T.A
START
STAB
STAB
C A 25 E1
BK 35
C A 25 ΔT
BK35
C A 25 Eα1
BK35
C A 25 Eα2
BK 35
C A 25 dt
BK35
C A 25 E2
BK 35
HC 17
COINC
DISCRI
DISCRI

FIG 29

IV - Appareillage électronique utilisé

Le schéma de cet appareillage est représenté sur la figure 29 . L'ensemble des appareils utilisés peut être séparé en deux catégories distinctes appelées habituellement voies lentes et voies rapides.

Nous allons étudier successivement chacune de ces catégories.

1°) Les voies lentes :

Elles sont formées par l'ensemble des appareils qui permettent de mesurer les hauteurs des signaux fournis par chaque détecteur.

Ces voies sont au nombre de quatre, car, il en existe une pour chacun des détecteurs fission et deux pour les huit détecteurs alpha groupés par quatre.

La constitution de ces deux groupes de détecteurs alpha s'est révélée nécessaire car il était impossible d'assembler les huit détecteurs, étant donné que la capacité résultante aurait été alors trop élevée. Chaque chaîne est constituée par :

- un préamplificateur sensible à la charge
- un amplificateur linéaire de bande passante de 2 MHz et gain maximum 60 dB
- un convertisseur analogique-digital qui fournit un train d'impulsions dont le nombre est proportionnel à l'amplitude du signal issu de l'amplificateur.

Ce train d'impulsions peut être envoyé soit dans un bloc mémoire BM 24, utilisé comme analyseur, soit dans un appareil du type

BK 35 qui le transforme en une information enregistrable sur bande magnétique soit éventuellement, sur ces deux organes simultanément.

Nous utilisons six convertisseurs analogiques digitaux. Nous étudierons par la suite l'utilité des deux d'entre eux qui n'appartiennent pas aux chaînes d'analyse. Toutefois, nous pouvons noter dès à présent que le mode d'utilisation est le même pour tous : la capacité de chacun d'entre eux est fixée à 512 canaux.

Nous couplons chacun des convertisseurs des voies fission avec un stabilisateur de pic. En effet, pour obtenir des mesures précises de masses et d'énergies des fragments de fission, il faut que ces voies soient extrêmement stables.

Nous réglons ces stabilisateurs sur un pic créé artificiellement par un générateur d'impulsions placé à l'entrée des préamplificateurs. Il a été évidemment nécessaire de tester, auparavant, la stabilité du générateur.

2°) Les voies rapides :

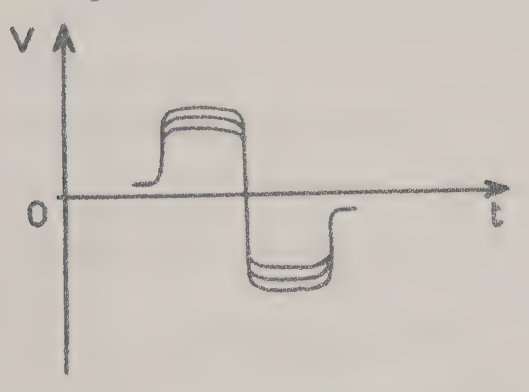
Elles sont constituées par les appareils destinés à effectuer les mesures de temps.

Les chaînes associées aux détecteurs alpha sont des appareils standards. Par contre, les appareils constituant les chaînes associées aux détecteurs des fragments de fission ont été construits spécialement par RIBRAG [66] puisque cette partie de l'appareillage doit avoir une grande précision.

a) Les voies alpha :

A la suite du préamplificateur sensible à la charge commun aux voies lentes et rapides, nous plaçons un amplificateur qui délivre une

impulsion mise en forme par une double ligne à retard (MAP31) .



La forme des impulsions délivrées par un tel appareil est montrée sur le schéma ci-contre.

Nous constatons que le passage à zéro de ces impulsions se fait toujours au même instant. Cette propriété très importante reste valable même lorsque l'énergie des particules α varie dans une gamme aussi étendue que celle que nous devons détecter.

A la suite de cet amplificateur nous plaçons un détecteur de passage à zéro du type MZC40 . Cet appareil délivre une impulsion chaque fois que le signal d'entrée passe par l'amplitude nulle. Donc, associé avec le MAP31 , cet appareil permet de déterminer avec précision l'instant auquel le détecteur a reçu une particule α .

Nous remarquons sur la figure 95 qu'une telle chaîne a été également installée sur une des voies fission. Nous verrons son utilité ultérieurement.

b) Les voies fission :

Le signal délivré par les détecteurs de fragments de fission possède une amplitude beaucoup plus importante que celui délivré par les détecteurs de particules α . Ceci permet d'utiliser une chaîne d'appareils donnant des résultats beaucoup plus précis pour la mesure du temps.

Avant le préamplificateur de la voie lente, nous plaçons un dispositif de prélèvement rapide de l'impulsion du détecteur et un amplificateur du type "prise de temps" [84].

Nous relions ensuite les deux voies fission à un ensemble constitué par deux discriminateurs à diode-tunnel et un circuit mélangeur. Ce dernier délivre une impulsion rectangulaire dont la largeur est égale au temps séparant l'arrivée de chacune des impulsions à son entrée.

L'impulsion provenant du détecteur F_2 est systématiquement retardée de 100 nano-secondes.

3°) Mesure du temps :

Cette mesure s'effectue à l'aide des voies rapides.

a) Différence de temps de vol entre les fragments de fission

Un convertisseur temps-amplitude fournit, par intégration linéaire, une impulsion dont l'amplitude est proportionnelle à la largeur du signal rectangulaire produit par le dispositif décrit ci-dessus et que l'on applique à son entrée.

Le fonctionnement correct de cet appareil est conditionné par une température extrêmement stable. Pour cette raison, nous l'avons placé dans une enceinte dont le couvercle était formé d'une plaque de cuivre refroidie à l'aide d'un élément de batterie à effet PELTIER . Ainsi, il règne une température constante de 20 degrés centigrades à l'intérieur de cette enceinte puisque tout l'ensemble est ensuite isolé par une couche de plusieurs centimètres de polysthyrène expansé. De ce fait, la stabilité du convertisseur est très bonne.

Nous envoyons ensuite le signal délivré par cet appareil dans un convertisseur analogique-digital du type C A 25 .

b) Différence de temps de vol entre les particules alpha et les fissions :

Nous avons choisi d'utiliser le système de conversion temps-amplitude de préférence au système plus simple de coïncidences.

En effet, lorsqu'on mesure la différence de temps on peut régler à volonté le taux de résolution des coïncidences. D'autre part, nous avons la possibilité de suivre l'évolution de l'expérience en regardant le spectre des impulsions délivrées par le convertisseur temps-amplitude. Et, on peut ainsi détecter le mauvais fonctionnement d'un appareil de la chaîne.

Donc, ce convertisseur temps-amplitude, qui est un appareil standard, doit être considéré comme servant uniquement à déterminer les coïncidences.

Nous envoyons à l'entrée de cet appareil les impulsions provenant d'un des détecteurs des fragments de fission, d'une part, et des détecteurs de particules alpha, d'autre part.

Les signaux provenant des deux voies rapides alpha sont rassemblés par un " circuit ou " qui permet d'envoyer sur le convertisseur temps-amplitude les impulsions issues indifféremment de l'un ou l'autre groupe de détecteurs alpha.

Cet appareil sert donc à déterminer si l'impulsion délivrée par un détecteur alpha provient d'une particule alpha de tripartition dont un des fragments a pénétré dans le détecteur F_2 . Pour que cet évènement soit enregistré il faut que le détecteur F_1 ait enregistré simultanément la présence d'un fragment de fission, ce qui est vérifié à l'aide d'un circuit de coïncidences classique placé entre les deux voies lentes fission.

A l'aide de cet ensemble d'appareils les taux de comptage obtenus étaient à peu près les suivants :

- Voies fission : 350 coups/seconde
- Coïncidences fission : 35 coups/seconde
- Voies alpha : 40 coups/seconde
- Tripartitions : 1 coup par 2 minutes .

4°) Accumulation des informations

Nous avons vu précédemment que tous les convertisseurs analogiques digitaux sont réglés sur une capacité de 512 canaux. Nous envoyons les impulsions fournies par ces codeurs sur une unité INTER-TECHNIQUE BK 35 qui les transforme de manière à permettre leur enregistrement sur bande magnétique. L'enregistrement est réalisé à l'aide d'une platine à mouvement incrémental qui avance chaque fois qu'une série de paramètres doit être enregistrée et demeure immobile le reste du temps.

L'ordre de transfert des codeurs dans le BK 35 est fourni à partir du signal délivré par le circuit de coïncidences branché sur les deux voies lentes fission. Cette impulsion retardée de 6 micro-secondes est envoyée sur une unité HC 17 qui autorise le transfert des CA 25 sur le BK 35 lorsque ceux-ci ont achevé le codage de l'impulsion qu'ils ont reçue.

Ces paramètres sont donc ensuite enregistrés sur une bande magnétique. Chacun d'entre eux, ainsi que nous l'avons vu précédemment, occupe 512 canaux soit 9 digits. Donc, un évènement de tripartition utilise 54 digits (6 paramètres) et un évènement de fission binaire 27 digits (3 paramètres). Cependant le fonctionnement de l'appareillage fait que tout évènement occupe en réalité 72 digits qu'il s'agisse d'une fission binaire ou d'une tripartition. Dans la pratique, nous opérons de la manière suivante : Au début d'une série de mesures nous réglons la polarisation des détecteurs de façon à conserver toujours la même valeur effective pour cette tension.

Ensuite, nous enregistrons une série de 100.000 fissions binaires. Pour cela, nous supprimons la nécessité d'une coïncidence alpha fission pour permettre le décodage. Toutefois, pendant cet enregistrement, s'il se produit une tripartition elle est enregistrée normalement comme telle.

A la fin de cette série nous rétablissons la nécessité d'une coïncidence alpha fission de manière à n'enregistrer que des tripartitions.

Après 24 heures, nous effectuons une nouvelle accumulation de 100.000 fissions binaires avant de vérifier les valeurs des tensions de polarisation. De cette manière, nous nous donnons la possibilité, en étudiant la fission binaire de mettre en évidence une variation possible des caractéristiques de l'appareillage et d'essayer de faire une correction dans les évènements de tripartition.

Nous verrons ultérieurement que cette variation n'a jamais été trouvée.

Nous avons ainsi accumulé des évènements pendant environ 30 jours, ce qui nous a fourni à peu près 30.000 évènements de tripartition répartis sur douze bandes magnétiques pour faciliter les traitements futurs.

V - Traitement des résultats bruts

1°) Traitement des bandes magnétiques primaires :

La bande magnétique enlevée de la platine d'enregistrement est transportée auprès de l'Ordinateur IBM 360 - 75 du C.E.N. de Saclay pour y être traitée.

Ce traitement consiste à séparer les fissions binaires des tripartitions et à les transférer sur deux bandes magnétiques satellites différentes. Les paramètres sont transmis par groupes de 6 pour les tripartitions et par groupes de 3 pour les fissions binaires.

Une série de zéro est marquée sur chacune des deux bandes pour indiquer la fin d'une bande primaire. Ceci permet de séparer les évènements enregistrés sur les différentes bandes primaires.

De plus, nous traçons les spectres d'impulsions de chaque détecteur fission et le spectre de différencede temps de vol entre les fragments de fission pour chaque série de fissions binaires. Ceci nous permet de contrôler la qualité des détecteurs en calculant chaque fois les paramètres critiques indiqués par SCHMITT et al.[79] .

Il faut noter également que pour chaque série de fissions binaires nous utilisons tous les évènements pour tracer les spectres en impulsions, mais nous n'en transférons que 10% sur la bande secondaire afin de ne pas dépasser la capacité de cette dernière.

A la fin de l'expérience nous disposons de deux bandes magnétiques dont une contient uniquement des paramètres de fissions binaires et l'autre, seulement des paramètres de tripartitions.

Par la suite, nous utiliserons ces deux bandes pour effectuer les calculs.

2°) Traitement de la bande secondaire contenant les paramètres de tripartitions :

Nous avons vu qu'au lieu d'établir une simple coïncidence entre les particules α et les fragments de fission, nous avons réalisé une coïncidence temps-amplitude. Cette méthode permet de contrôler l'évolution de fonctionnement de l'appareillage au cours de l'expérience.

Pour chaque série d'enregistrement nous avons séparé les évènements dans lesquels la particule α a été détectée par les groupes de détecteurs α_1 et α_2. Nous avons ensuite établi un tableau pour chacun de ces deux cas. Les cases de ces tableaux correspondent à une valeur de l'énergie de la particule α (mesurée en nombre de canaux) et à une valeur de temps (également en nombre de canaux).

Nous avons pu, ainsi, établir des bornes dans les différents cas. Et les évènements tombant au-delà de ces dernières sont considérés comme aberrants. Pour placer ces bornes nous tenons compte de la répartition des évènements et nous éliminons ceux qui s'éloignent du centre autour duquel la plus grande partie d'entre eux sont groupés. Nous pouvons constater que, de cette manière, nous ne conservons jamais une bande de temps supérieure à 100 nano-secondes.

Nous recherchons également les évènements pour lesquels les détecteurs α_1 et α_2 ont tous les deux fourni une impulsion. Ces évènements ne peuvent qu'être aberrants et ils sont donc rejetés.

Les évènements corrects sont transférés sur une autre bande magnétique. Il ne restera donc qu'à vérifier la différence de temps de vol entre les deux gros fragments de fission pour obtenir les évènements valables. C'est-à-dire que nous sommes ramenés à un problème analogue à celui que nous devons résoudre pour les fissions binaires.

Nous allons donc étudier maintenant les diverses opérations effectuées à l'aide de la bande secondaire contenant les paramètres de fission binaire. Ces opérations seront à peu près les mêmes en ce qui concerne la tripartition. Toutefois, lorsqu'elles diffèreront un peu nous le signalerons.

3°) Traitement de la bande secondaire contenant les fissions binaires :

Rappelons tout d'abord que précédemment nous avons indiqué les équations permettant de calculer la masse et l'énergie de chacun des fragments à partir de la hauteur des impulsions fournies par chacun des deux détecteurs (page 84) .

Nous commençons par vérifier la bonne stabilité de la mesure de la différence de temps de vol entre les fragments. Pour cela, nous traçons la distribution de cette mesure pour plusieurs groupes d'évènements. Nous constatons qu'il ne se produit aucune variation à l'intérieur d'une même série d'enregistrements mais, qu'il existe une faible variation d'une série à l'autre.

Il est très aisé de corriger cette dérive par le calcul et de restituer ainsi une bonne stabilité des spectres de différence de temps de vol.

Cette stabilisation étant réalisée nous élaborons le tableau précédemment cité au chapitre III et représenté sur la figure 28.

Ce tableau, rappelons-le, porte sur son axe des abcisses la différence de temps de vol entre les fragments, et sur son axe des ordonnées, la masse du fragment parvenue dans le détecteur F_1 (fig. 26).

Les chiffres représentent le nombre d'évènements correspondant à une valeur donnée de chacun des deux paramètres.

Les traits continus figurent les bornes placées pour délimiter la zone des évènements considérés comme valables de celles des évènements que nous décidons de rejeter.

Ces limites étant posées, nous admettons que tous les évènements que nous conservons sont des évènements valables.

Mais, à partir de ce stade du traitement nous devons établir une légère différence entre la bande contenant les paramètres de fission binaire et celle contenant les paramètres de tripartition.

- Fissions binaires :

Compte tenu des limites imposées ci-dessus, nous calculons maintenant les distributions des impulsions de chaque détecteur, dans le but de vérifier la stabilité de ces spectres au cours du temps. Il apparaît une légère dérive. Ceci provient probablement d'un mauvais fonctionnement du générateur d'impulsions utilisé pour commander les stabilisateurs de pic.

Toutefois, une correction facile permet de modifier cette dérive par le calcul et d'obtenir les valeurs correctes des paramètres de SCHMITT nécessaires pour déterminer la masse et l'énergie de chaque fragment.

A partir de ce stade, il ne nous reste plus qu'à calculer toutes les quantités nécessaires à notre étude.

- Tripartitions :

Il n'apparaît pas possible, dans ce cas, d'effectuer des opérations de stabilisation sur les spectres des impulsions de chaque détecteur, car, le nombre d'évènements obtenus dans chaque série est trop faible. Pour cette raison, nous calculons les paramètres de SCHMITT en utilisant les résultats obtenus en fission binaire.

Nous avons montré précédemment l'existence d'une légère variation d'une série de fissions binaires à l'autre.

Mais, deux séries de fissions binaires encadrant une série de tripartitions, nous prenons la moyenne des paramètres obtenus pour chacune des deux séries de fissions binaires afin de calculer les résultats de tripartitions.

Etant donné que la variation est très faible (inférieure ou au plus égale à 1 %) nous considérons cette approximation comme valable et nous jugeons inutile d'effectuer une correction en fonction du temps.

Ceci étant posé il ne nous reste plus qu'à calculer les quantités désirées.

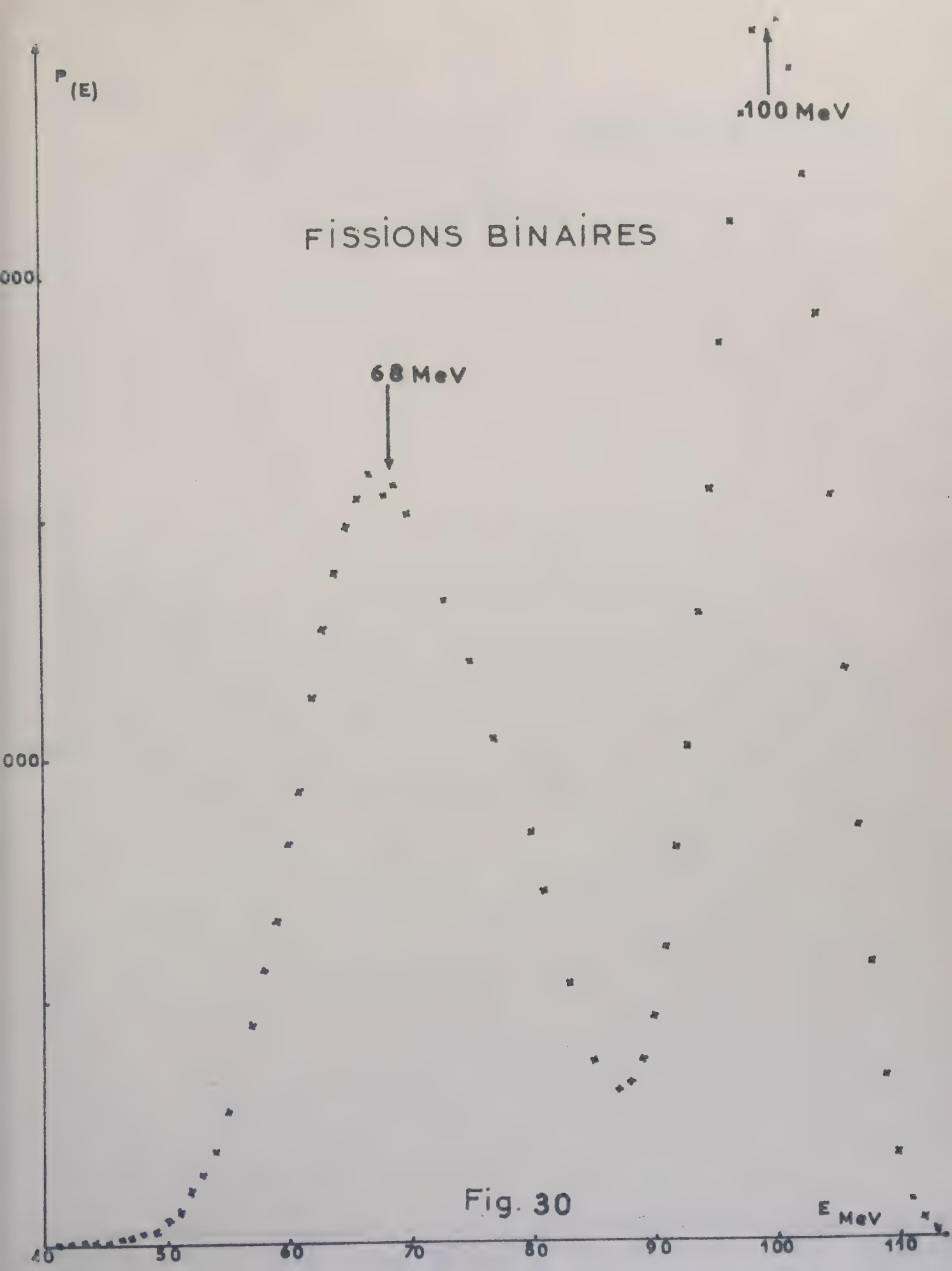

P (E)
100 MeV
FISSIONS BINAIRES
68 MeV
000
000
40
50
60
70
80
90
100
110
E MeV

Fig. 30

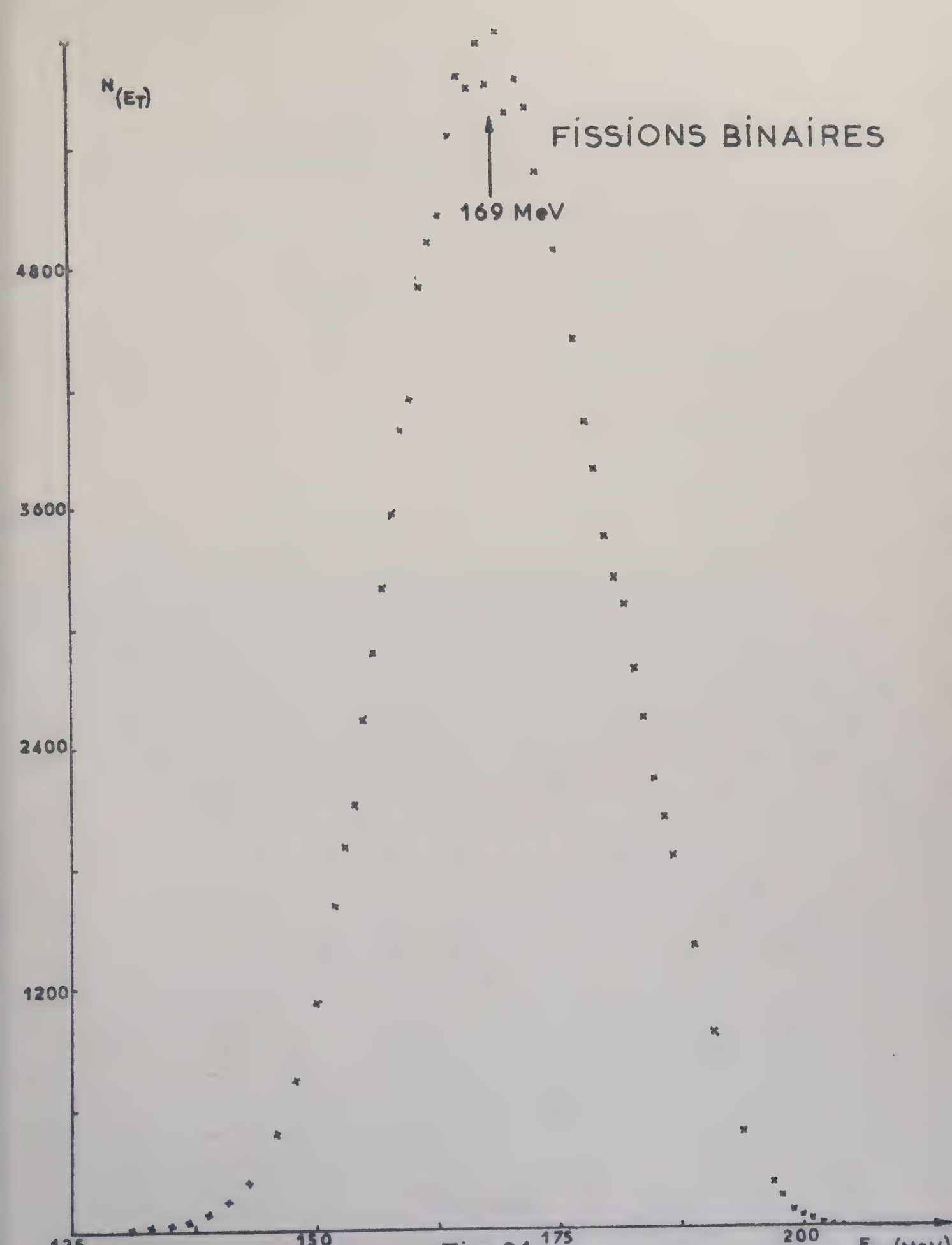

N(ET)
FISSIONS BINAIRES
169 MeV
4800
3600
2400
1200
125
150
175
200
ET (MeV)

Fig 31

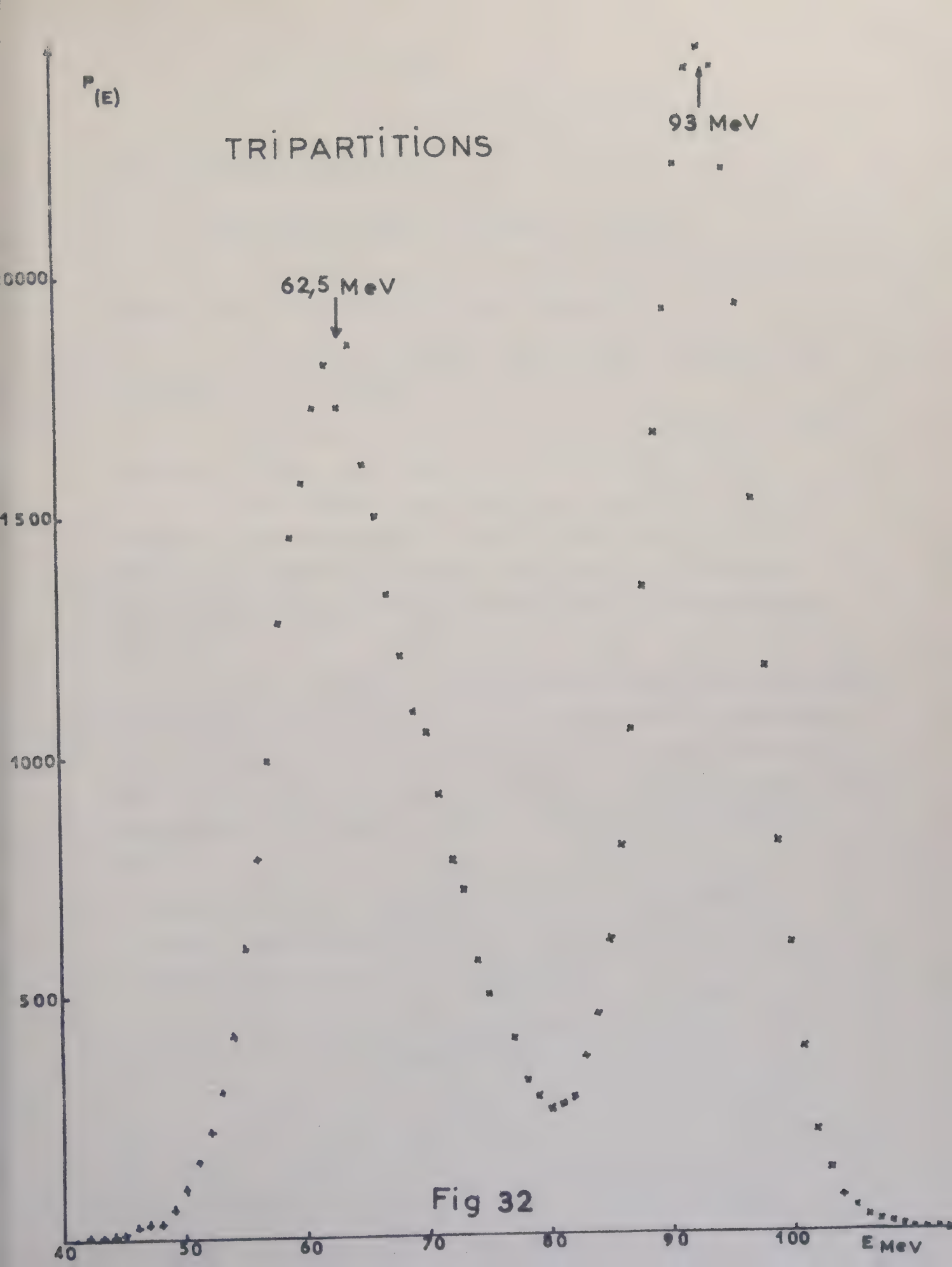

P(E)
TRIPARTITIONS
93 MeV
62,5 MeV
0000
1500
1000
500
40
50
60
70
80
90
100
E MeV

Fig 32

VI - Résultats et Discussion

1°) Spectres en énergie des fragments de fission :

a) Fission binaire : La distribution des énergies des fragments de fission binaire est portée sur la figure 30.

La valeur de l'énergie la plus probable du fragment lourd est 68 MeV et celle du fragment léger est 100 MeV.

Les largeur à mi-hauteur des pics correspondant aux fragments lourd et léger valent respectivement 20 MeV et 11,7 MeV.

Sur la figure 31 est représentée la somme des énergies cinétiques des deux fragments. La valeur la plus probable se situe à 169 MeV et la largeur à mi-hauteur est de 26 MeV. Ces résultats concordent bien avec ceux qui ont été publiés précédemment par différents auteurs[66, 85].

b) Tripartition : Nous constatons que le spectre énergétique des gros fragments de tripartition (figure 32) présente une forme générale tout à fait semblable à celle du spectre des fragments de fission binaire. Cependant, les pics sont plus étroits et il existe un décalage entre les énergies les plus probables ainsi que le montrent les résultats suivants :

- Energie la plus probable du fragment lourd : 62,5 MeV
- Energie la plus probable du fragment léger : 93 MeV
- Largeur à mi-hauteur du pic correspondant au fragment lourd : 14,5 MeV
- Largeur à mi-hauteur du pic correspondant au fragment léger : 10 MeV

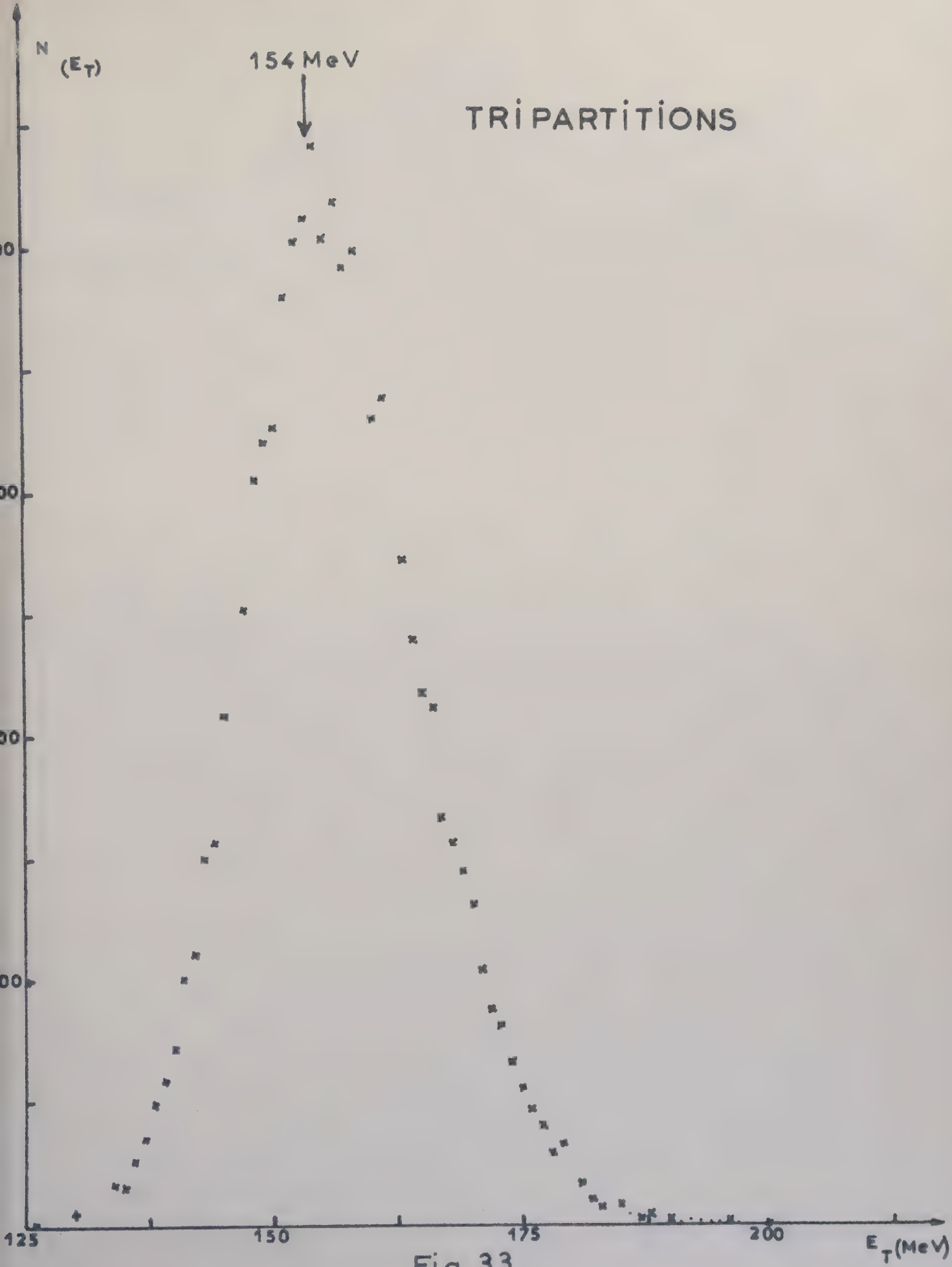


Fig 33

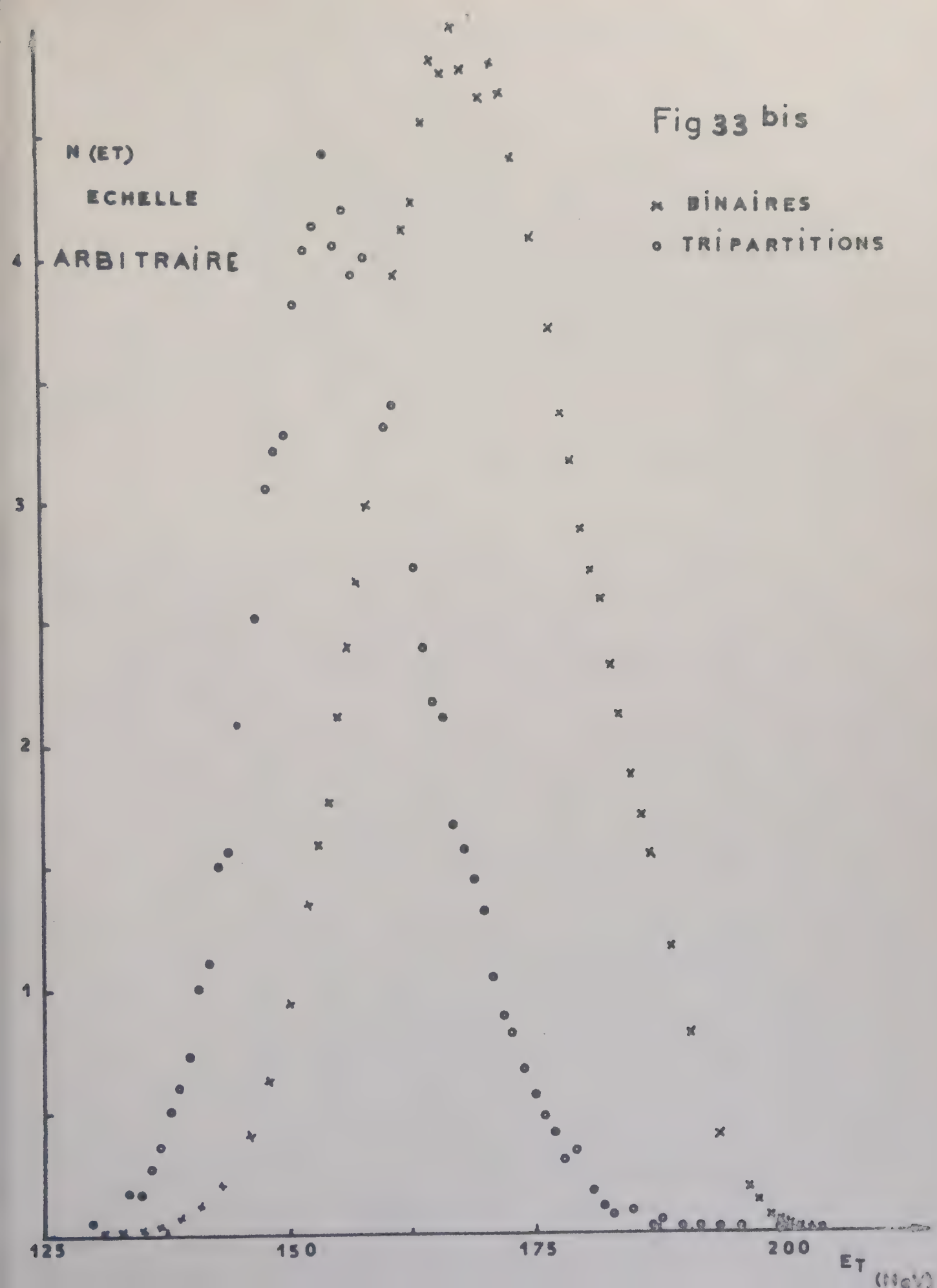


Fig 33 bis
N (ET)
ECHELLE
ARBITRAIRE
BINAIRES
TRIPARTITIONS
4
3
2
1
125
150
175
200
ET (MeV)

TABLEAU V

Comparaison des caractéristiques des gros fragments de tripartition et de fission binaire

FISSION BINAIRE						TRIPARTITION					
Energie fragment léger		Energie fragment lourd		Energie totale		Energie fragment léger		Energie fragment lourd		Energie totale	
Valeur la plus prob.	Largeur mi-hauteur	Valeur la plus prob.	Largeur mi-hauteur	Valeur la plus prob.	Largeur mi-hauteur	Valeur la plus prob.	Largeur mi hauteur	Valeur la plus prob.	Largeur mi-hauteur	Valeur la plus prob.	Largeur mi-hauteur
100	11,7	68	20	169	26	93	10	62,5	14,5	154	20

Il existe donc un décalage de 5, 5 MeV sur l'énergie la plus probable du fragment lourd et de 7 MeV sur l'énergie la plus probable du fragment léger.

Ces caractéristiques sont résumées sur le tableau V .

Ces résultats sont en bon accord avec ceux de SCHRODER[85]; et FRAENKEL trouve un résultat semblable dans l'étude de la tripartition de ^{252}Cf[34].

La distribution de la somme des énergies cinétiques des deux gros fragments de tripartition est indiquée sur la figure 33 . Nous remarquons que cette distribution possède également une forme semblable à la distribution correspondante en fission binaire. Néanmoins, nous pouvons noter un décalage de la valeur la plus probable qui se situe ici à 154 MeV et une diminution de la largeur à mi-hauteur qui vaut, en tripartition, 20 MeV . Les spectres correspondant aux fissions binaires et aux tripartitions sont portés sur le même graphique sur la figure 33 bis .

Il existe donc un décalage de 15 MeV pour la valeur la plus probable de la somme des énergies cinétiques. Remarquons que la valeur de cette différence est très voisine de celle de l'énergie des particules α que nous avons mesurée au cours de l'expérience effectuée à l'aide d'émulsions nucléaires ($\sim$16 MeV) .

c) Comportement de la somme des énergies cinétiques des gros fragments de fission en fonction du rapport des masses de ceux-ci :

Pour nous permettre d'en effectuer commodément la comparaison nous avons porté sur un même graphique (figure 34) les courbes correspondant aux fissions binaires et aux tripartitions.

Notons tout d'abord que les résultats concernant les fissions binaires concordent avec ceux de SCHMITT et al.[82] .

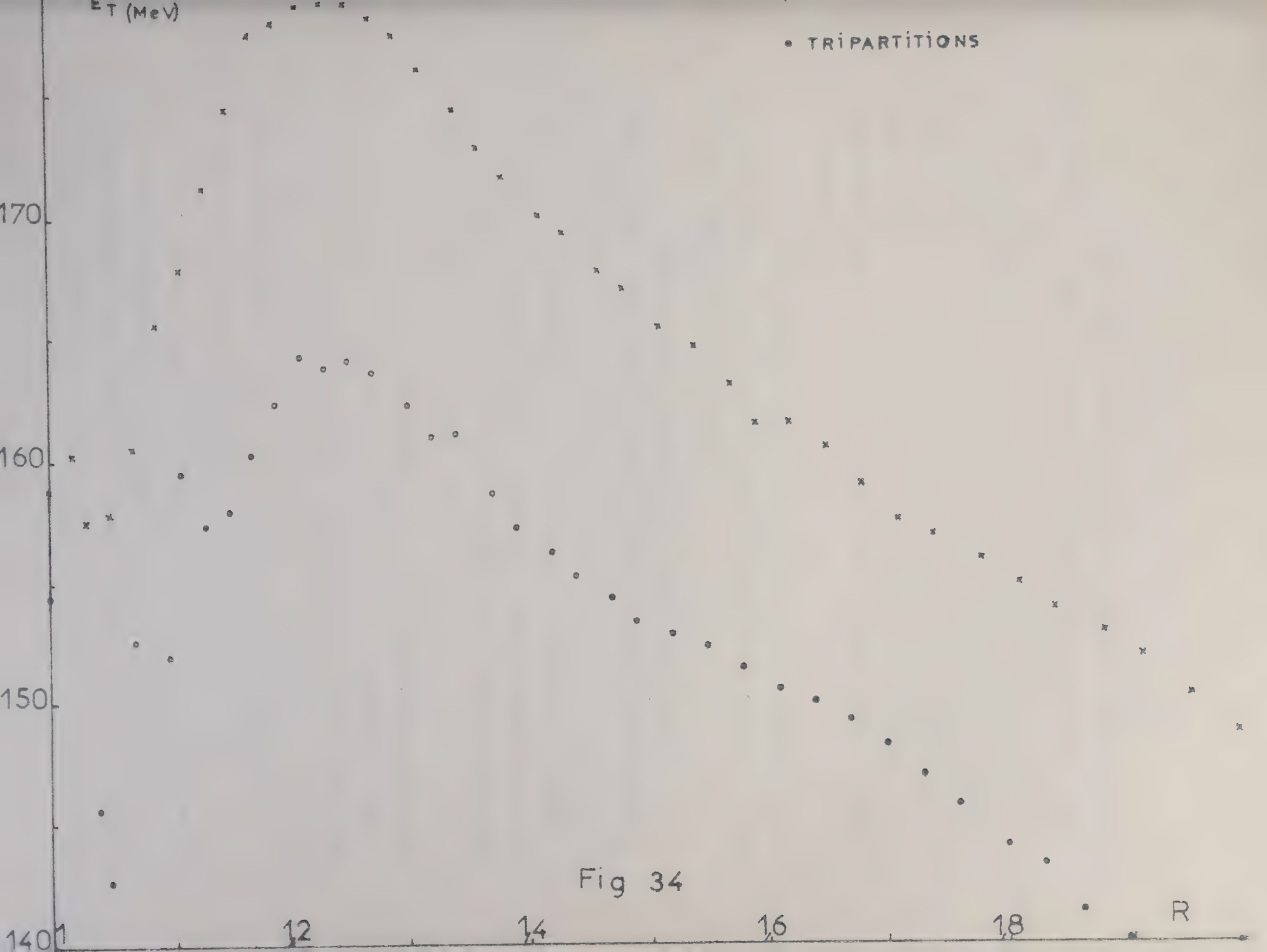


Fig 34

Nous devons remarquer ici que nous n'avons apporté aucune correction concernant l'émission des neutrons par les fragments ; ceci ne nous a pas paru nécessaire car NARDI[48] a montré que le nombre de neutrons émis par unité de masse était presqu'égal en fission binaire et en tripartition. La différence entre le nombre total de neutrons émis en fission binaire et en tripartition se situe aux environs de 0,8 neutron, mais celle-ci se répartit sur toutes les masses ce qui fait que le nombre de neutrons produits par intervalle d'une unité de masse est à peu près le même dans les deux cas.

Etant donné que le but principal consistait à établir une comparaison entre les deux modes de fission, cette correction n'aurait entraîné que des modifications très minimes.

Nous pouvons constater que les deux courbes portées sur la figure 34 sont pratiquement parallèles. En effet, l'écart mesurable pour un rapport de masse donné est de 12 MeV à 15 MeV .

La similitude de forme de toutes les distributions étudiées dans ce paragraphe nous conduit à penser que la fission binaire et la tripartition sont deux processus extrêmement semblables, le second paraissant n'être qu'un cas particulier du premier.

D'autre part, la somme des énergies cinétiques des gros fragments de tripartition étant plus faible que celle des fragments de fission binaire on peut supposer que l'élongation du col est supérieure dans le cas de la tripartition. Ce raisonnement se justifie si l'on considère que l'énergie cinétique des fragments possède une origine purement coulombienne ; or, les calculs théoriques montrent que ceci est tout à fait plausible.

Remarquons également que la valeur moyenne de la somme des énergies cinétiques des deux fragments de fission binaire est égale à la valeur moyenne de la somme des énergies cinétiques des trois fragments de tripartition (deux gros fragments plus particule α) . Cette égalité demeu-

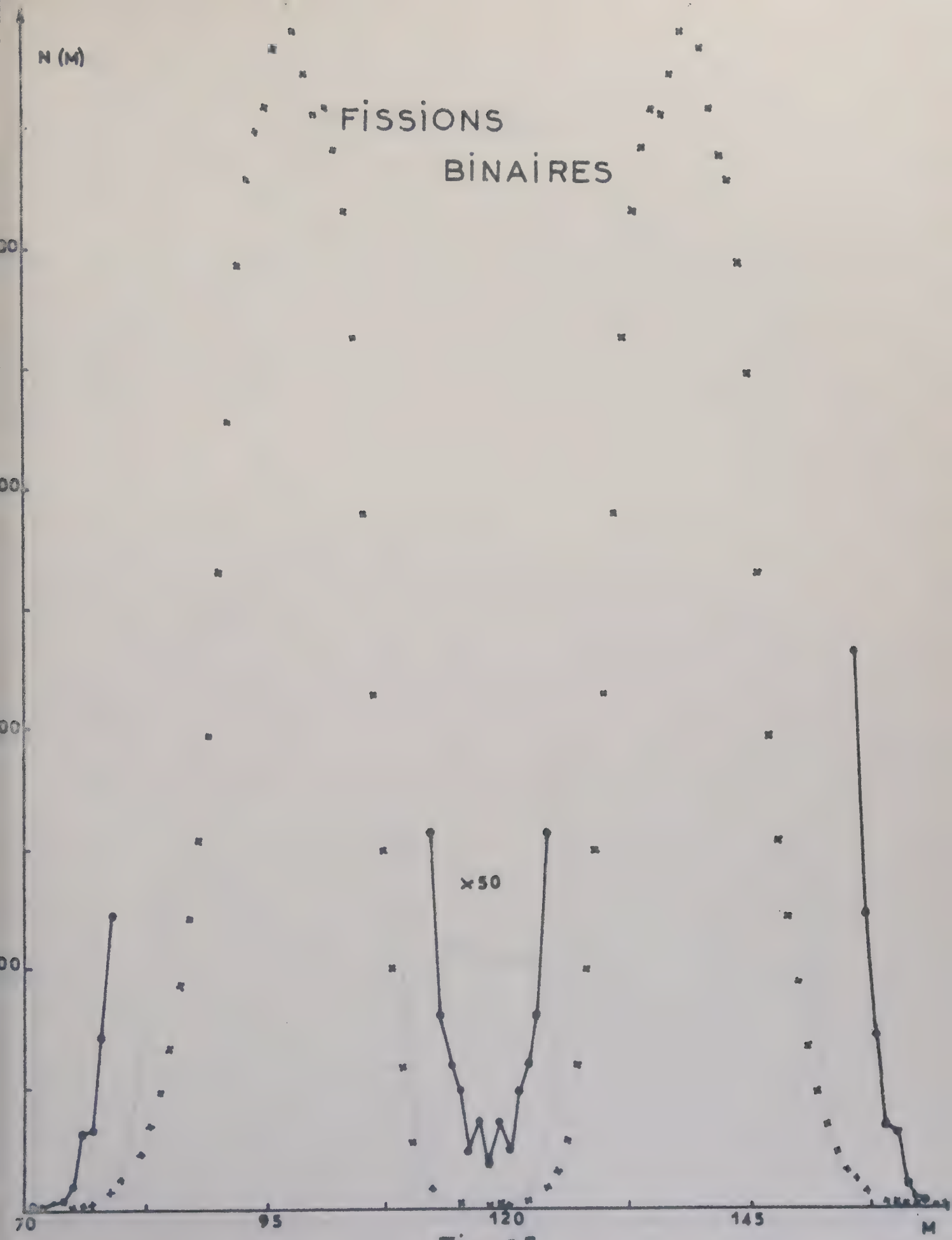


Fig. 35

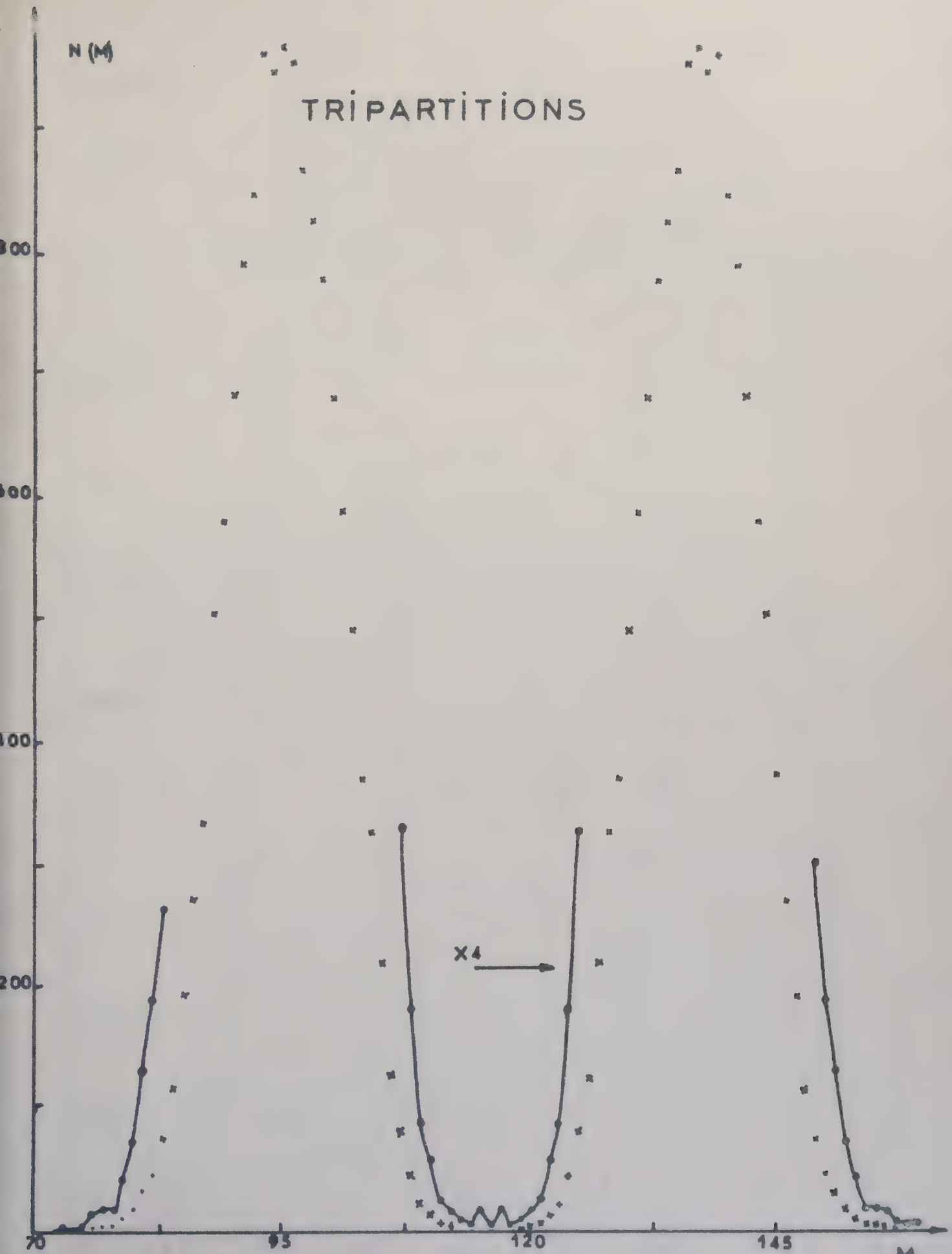


Fig 36

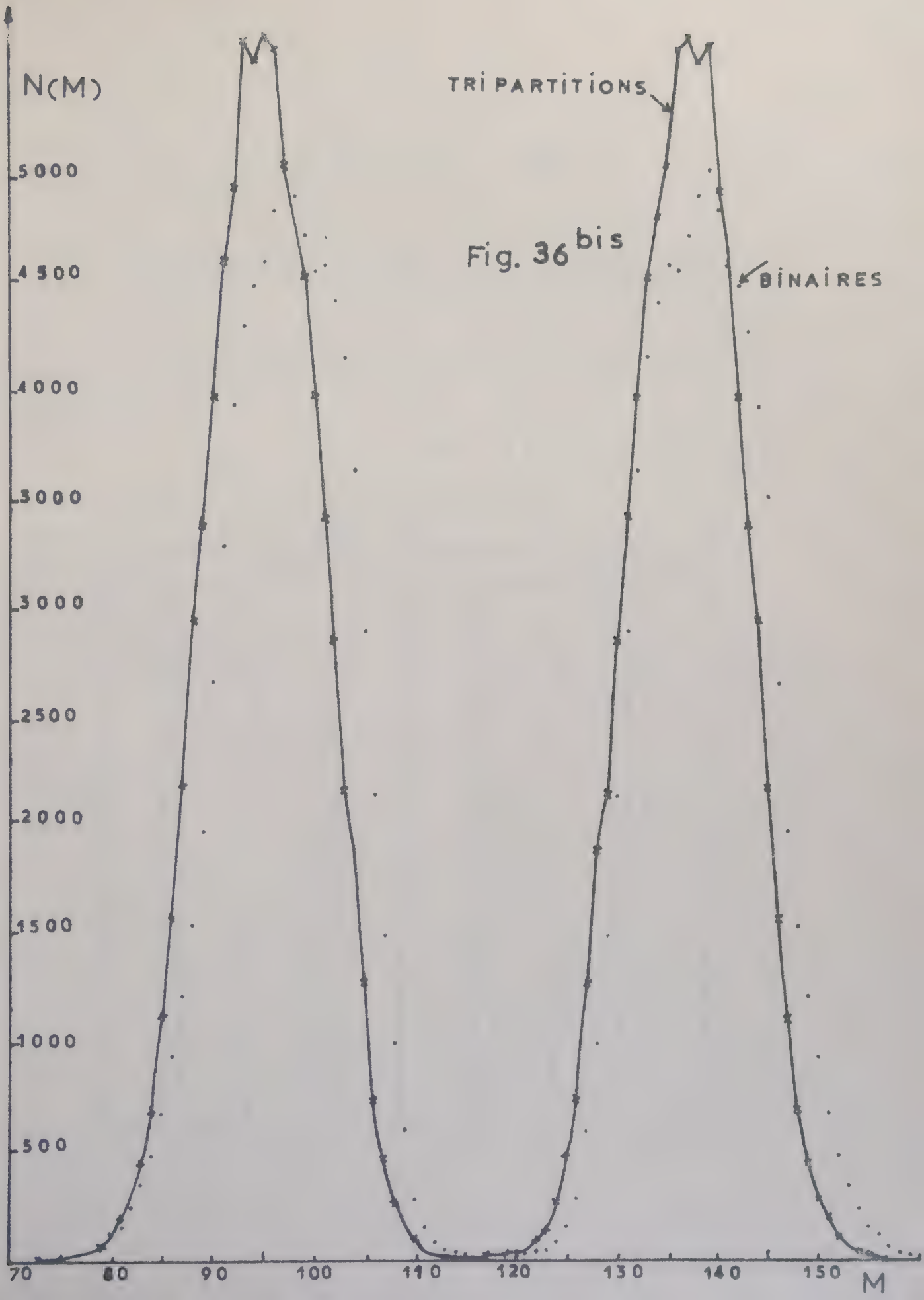

N(M)
5000
4500
4000
3000
3000
2500
2000
1500
1000
500
70
80
90
100
110
120
130
140
150
M
TRI PARTITIONS
BINAIRES

Fig. 36 bis

TABLEAU VI

DISTRIBUTION de MASSES

des GROS FRAGMENTS

de TRIPARTITION

MASSES	TAUX de production	MASSES	TAUX de production
75	1	96	958
76	4	97	870
77	4	98	828
78	4	99	780
79	11	100	684
80	18	101	590
81	33	102	492
82	47	103	370
83	75	104	326
84	116	105	219
85	191	106	127
86	269	107	82
87	374	108	45
88	507	109	22
89	582	110	14
90	685	111	6
91	792	112	4
92	850	113	2
93	964	114	1
94	949	115	4
95	968	116	1

re pratiquement valable si l'on considère la somme des énergies cinétiques pour des valeurs déterminées du rapport des masses des gros fragments.

2°) Distribution des masses des gros fragments de fission :

Ces distributions sont représentées sur la figure 35 pour les fissions binaires et sur la figure 36 et le tableau VI pour les tripartitions. Sur la figure 36 bis nous avons porté ces deux courbes après les avoir normalisées à la même surface.

Les résultats que nous obtenons pour les fissions binaires sont en bon accord avec les résultats fournis par les auteurs ayant effectué des mesures précises dans les zones de faible production [66].

Nous devons noter que la valeur du rapport "pic sur creux" est correcte et s'accorde avec les résultats déjà obtenus par les techniques radiochimiques.

Ceci signifie que la méthode que nous avons utilisée d'une part pour réaliser les mesures et d'autre part, pour éliminer les évènements aberrants, donne de très bons résultats. De ce fait, nous pouvons penser que les valeurs que nous obtenons en tripartition sont très significatives y compris dans les zones de faible production.

Ceci apparaît très important car, même si la précision statistique n'est pas très bonne, nous pouvons cependant apporter des renseigenements sur ces régions qui n'ont pas été étudiées jusqu'à ce jour à cause de la mauvaise qualité des mesures effectuées dans ces zones.

Nous constatons que les formes des deux distributions sont très voisines. Néanmoins, les pics correspondant à la tripartition sont plus étroits et il existe un décalage au maximum.

BINAIRES

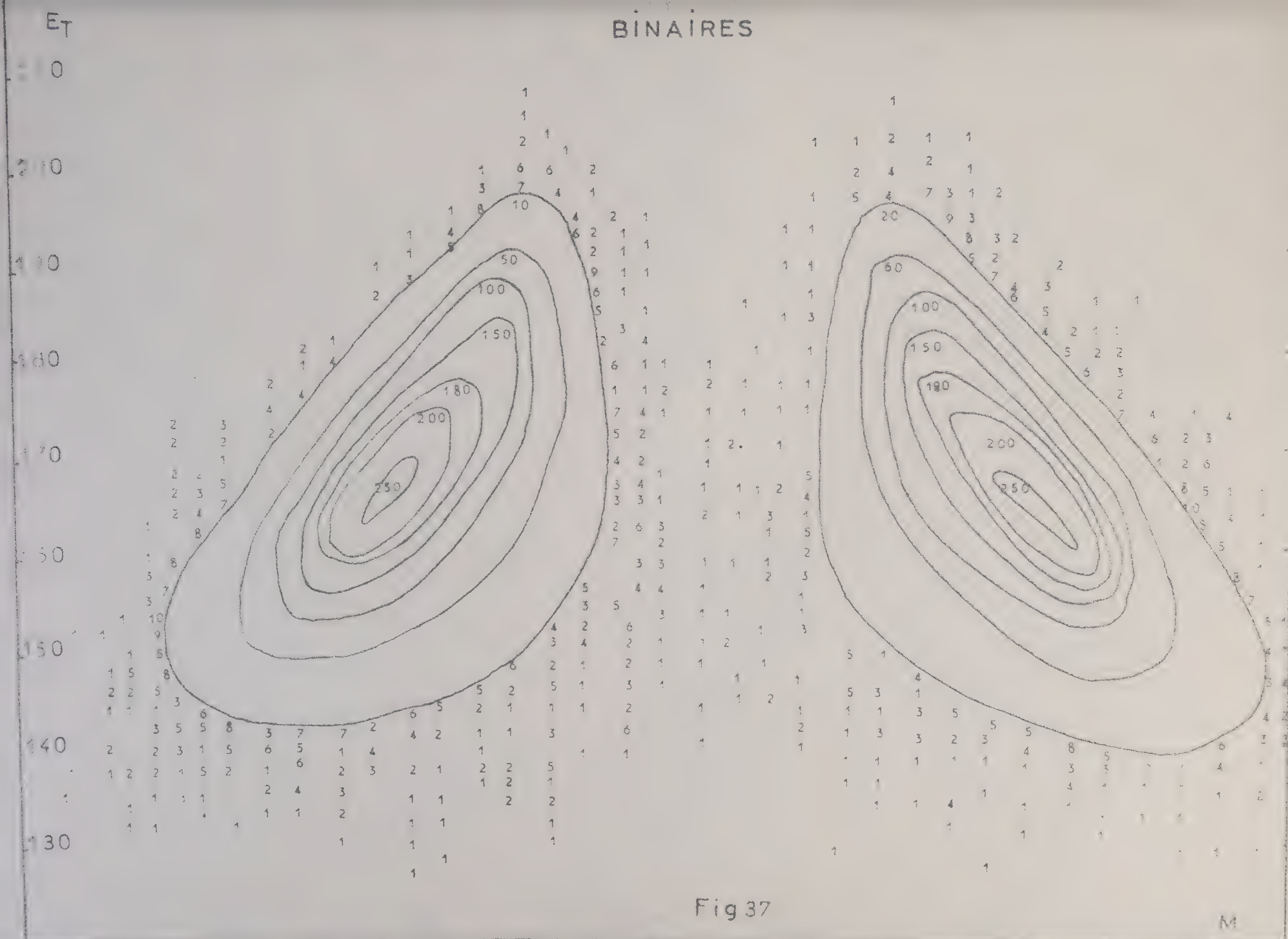


Fig 37

TRIPARTITION

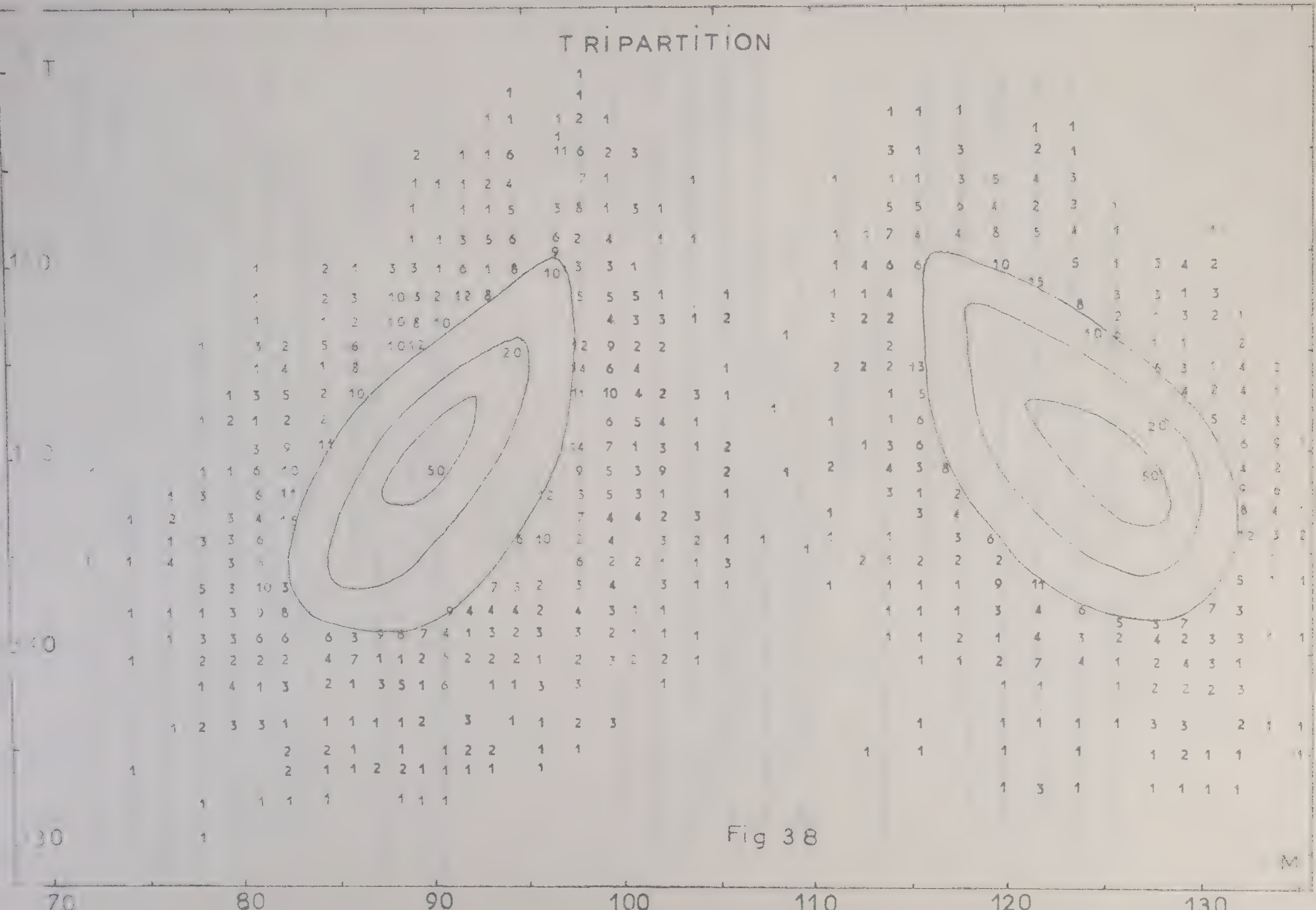


Fig 38

Sur les figures 37 et 38 nous avons représenté les tableaux carrés portant en abcisse la masse des fragments et en ordonnées l'énergie cinétique totale. Les courbes de niveaux ne sont données qu'à titre indicatif et sont tracées grossièrement. Ces tableaux servent seulement à démontrer la bonne efficacité de la méthode de décontamination tant pour les fissions binaires que pour les tripartitions.

Le tableau de la figure 37 correspond aux fissions binaires, et celui de la figure 38 aux tripartitions.

Inspirés par les travaux de SCHMITT et FEATHER [35] nous avons calculé la fonction $P_\alpha(M)$. Nous allons examiner maintenant la définition de cette fonction : On peut supposer que la particule α a été formée aux dépens d'un seul des fragments de fission binaire. Si on cherche la probabilité pour qu'un fragment de masse M perde les quatre nucléons formant la particule α, et si on appelle $P_\alpha(M)$ cette quantité on obtient :

$$P_\alpha(M) = \frac{P_T(M-4)}{P_B(M)}$$

où $P_T(M-4)$ est la probabilité de production d'un fragment de masse M - 4 en tripartition

$P_B(M)$ est la probabilité de production d'un fragment de masse M en fission binaire.

Nous avons porté les valeurs de $P_\alpha(M)$ sur la figure 39 et sur le tableau VII. Nos résultats s'accordent avec ceux de SCHMITT et al. [35] dans les régions où ceux-ci ont effectué leurs mesures. Mais, nous avons pu déterminer la valeur de $P_\alpha(M)$ pour des valeurs de M voisines de 118 et supérieures à 150 alors que les auteurs cités ci-dessus n'ont pas donné de résultat dans ces régions probablement à cause de la difficulté d'éliminer les évènements aberrants. De plus, ils avaient mesuré un nom-

Fig. 39

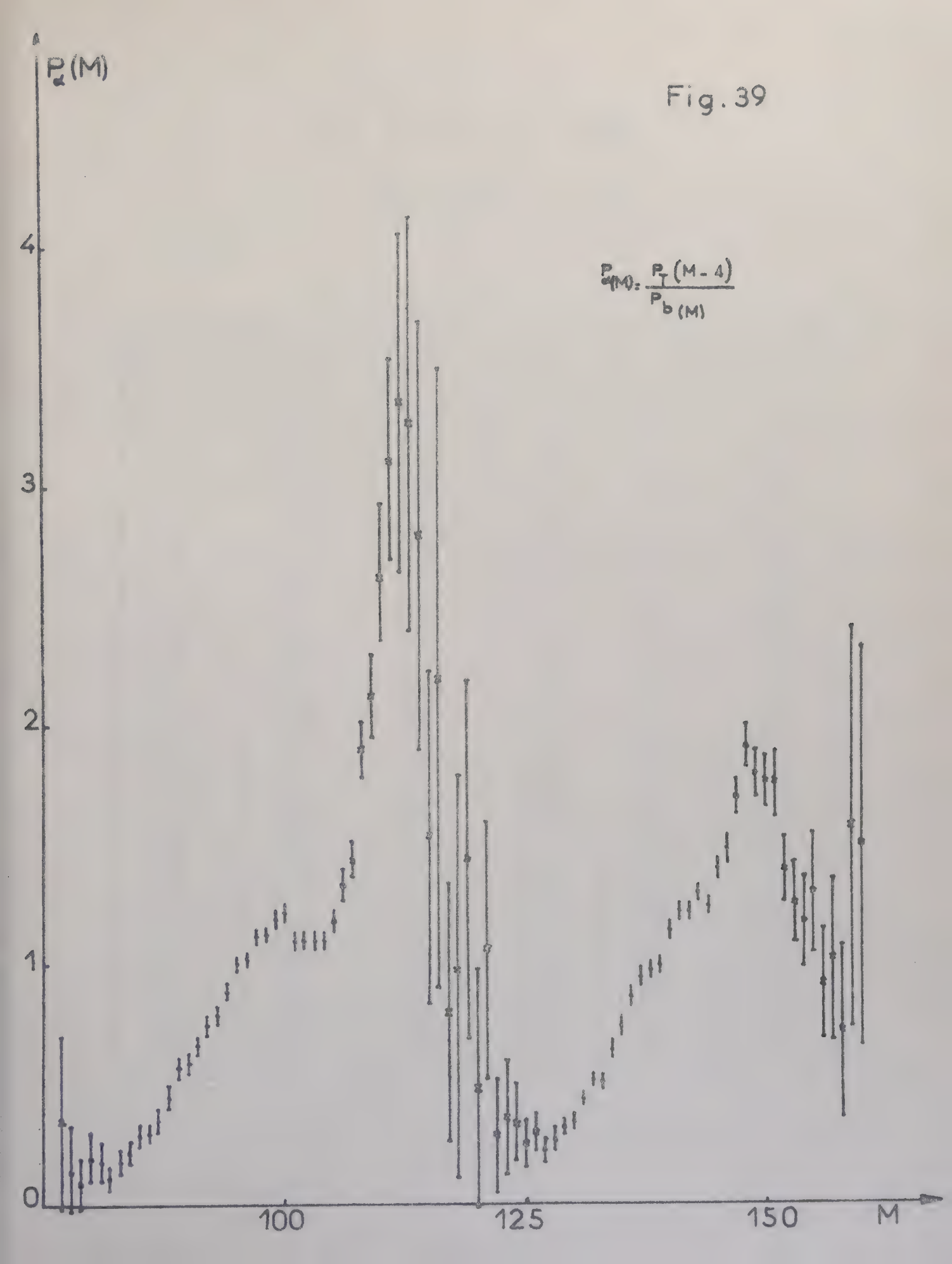


TABLEAU VII

P_α (M)

MASSE	P_α (M)	MASSE	P_α (M)	MASSE	P_α (M)
77	0,35	104	1,09	131	0,44
78	0,14	105	1,18	132	0,52
79	0,09	106	1,33	133	0,52
80	0,20	107	1,44	134	0,65
81	0,18	108	1,90	135	0,75
82	0,11	109	2,13	136	0,87
83	0,18	110	2,63	137	0,96
84	0,22	111	3,12	138	0,98
85	0,29	112	3,37	139	1,00
86	0,30	113	3,27	140	1,15
87	0,36	114	2,80	141	1,23
88	0,44	115	1,54	142	1,23
89	0,57	116	2,20	143	1,30
90	0,59	117	0,81	144	1,25
91	0,66	118	0,97	145	1,40
92	0,75	119	1,45	146	1,49
93	0,79	120	0,48	147	1,72
94	0,89	121	1,07	148	1,93
95	1,00	122	0,29	149	1,80
96	1,02	123	0,36	150	1,68
97	1,12	124	0,34	151	1,67
98	1,13	125	0,25	152	1,40
99	1,19	126	0,30	153	1,28
100	1,22	127	0,22	154	1,18
101	1,10	128	0,27	155	1,31
102	1,09	129	0,32	156	0,92
103	1,09	130	0,35	157	1,03

bre relativement faible d'évènements de tripartition, et, par suite, ils obtenaient une erreur statistique très grande dans ces domaines de masses.

Il est à remarquer que cette courbe présente une forme en dents de scie et possède beaucoup d'analogies avec les courbes de production de neutrons prompts ($\bar{\nu}$ (M)) données par plusieurs auteurs [67, 86].

Nous voyons que la fonction P_α(M) possède une valeur très faible lorsque la masse et proche de 82 U.M.A. et un minimum très prononcé pour des valeurs voisines de 132 U.M.A.

Nous pouvons noter que ces deux masses correspondent à des noyaux magiques et, par conséquent, très résistants à la déformation.

De même cette courbe montre deux maximums très prononcés : un, aux alentours de M = 112 U.M.A., et l'autre, aux alentours de M = 148 U.M.A. ; ce dernier étant beaucoup moins haut que l'autre.

Pour des masses supérieures à 148 U.M.A., la fonction P_α(M) décroît à nouveau. A première vue, ce phénomène peut sembler anormal puisque, si l'on accepte le modèle de l'haltère dissymétrique qui permet d'expliquer les autres parties de la courbe, les fragments ayant une masse supérieure à 148 U.M.A. doivent être plus déformés que ceux de masse inférieure, au moment de la scission.

Cependant, nous pouvons remarquer que la courbe représentant la fonction ($\bar{\nu}$ (M)) dans le cas de la fission binaire du ^{235}U montre aussi une décroissance dans cette même région.

De même si l'on examine la courbe fournie par MAIER-LEIBNITZ et al. [87] qui représente la variation de l'énergie gamma libérée au cours de la fission binaire du ^{235}U en fonction de la masse des fragments, on s'aperçoit également que cette courbe décroît pour des masses supérieures à 150 U.M.A.

Au-delà de la masse 158 la fonction $P_\alpha(M)$ semble croître à nouveau. Cependant la précision statistique devient alors beaucoup trop faible pour qu'il soit possible d'être très affirmatif à ce sujet.

La forme de cette distribution paraît être très liée à la déformabilité des fragments de fission puisque les minimums se rencontrent pour des valeurs des masses des fragments très proches de celles des noyaux magiques.

Nous pouvons aussi constater que cette distribution présente un plateau pour les masses 101 à 104 . Or, ces dernières sont celles des fragments complémentaires de ceux dont la masse est comprise entre 132 et 135 (c'est-à-dire des fragments doublement magiques).

Il semble donc que le fait que l'un des fragments soit peu déformable ait une répercussion sur les propriétés du fragment associé.

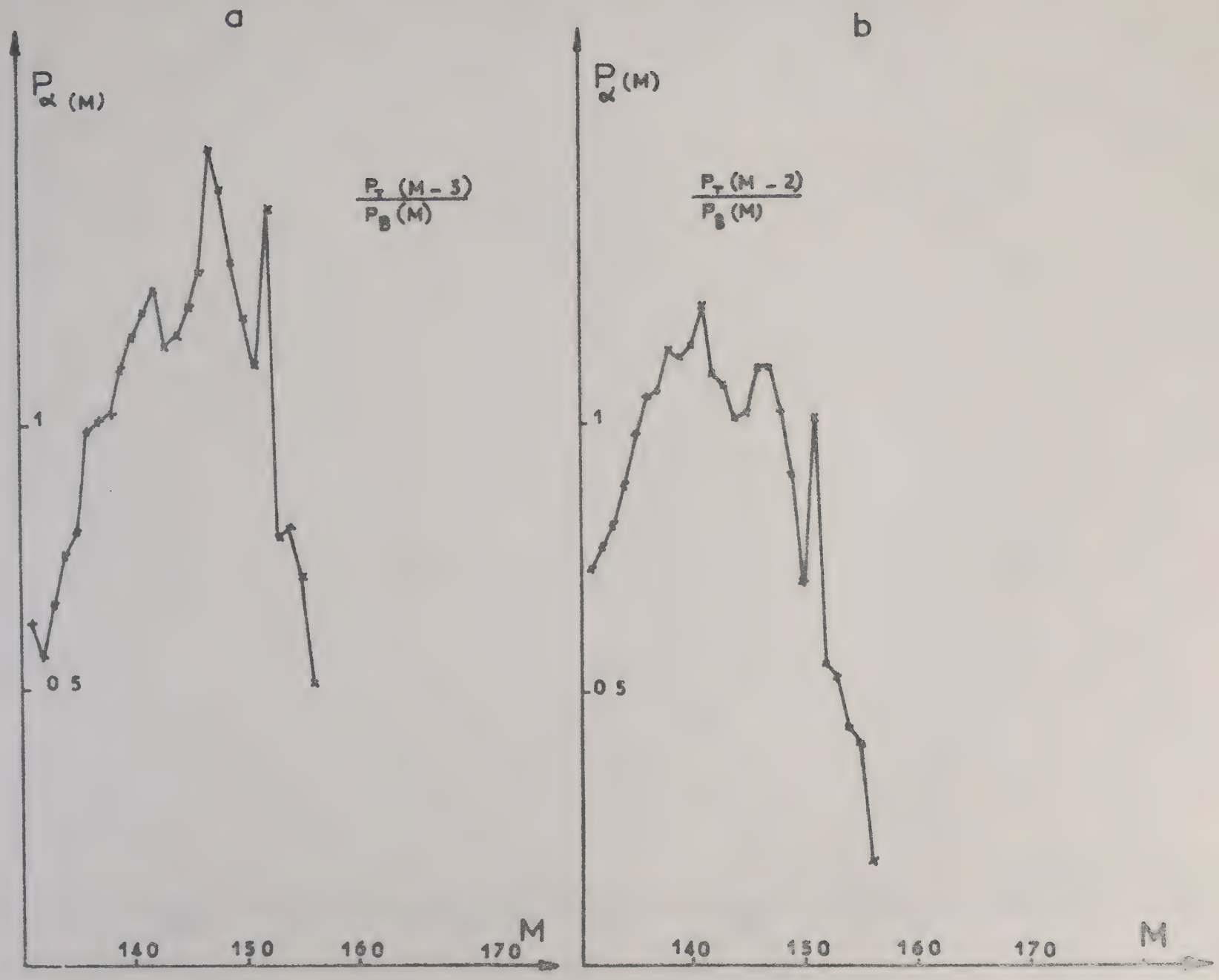
Notons que le fragment complémentaire à celui dont la masse vaut 82 U.M.A. possède une masse égale à 154 U.M.A. et que dans cette région il se produit une diminution très nette de la valeur de $P_\alpha(M)$.

Nous examinerons ultérieurement les résultats de quelques calculs de déformabilité que nous avons effectués en tenant uniquement compte des propriétés énergétiques de la tripartition. Nous constaterons alors que nous retrouvons la propriété énoncée ci-dessus à savoir que la courbe représentant la déformation des fragments en fonction de leur masse présente un minimum pour une valeur de celle-ci proche de 102 U.M.A.

Lorsque la masse du fragment possède une valeur de l'ordre de 154 U.M.A., nous n'observons pas un minimum sur la courbe mais seulement un plateau.

Nous verrons par la suite, que la décroissance de la fonction $P_\alpha(M)$, pour cette valeur, peut s'expliquer par le fait que les fragments

Fig 40


a
P_α (M)
$\frac{P_T (M-3)}{P_B (M)}$
1
0 5
140
150
160
170
M
b
P_α (M)
$\frac{P_T (M-2)}{P_B (M)}$
1
0 5
140
150
160
170
M

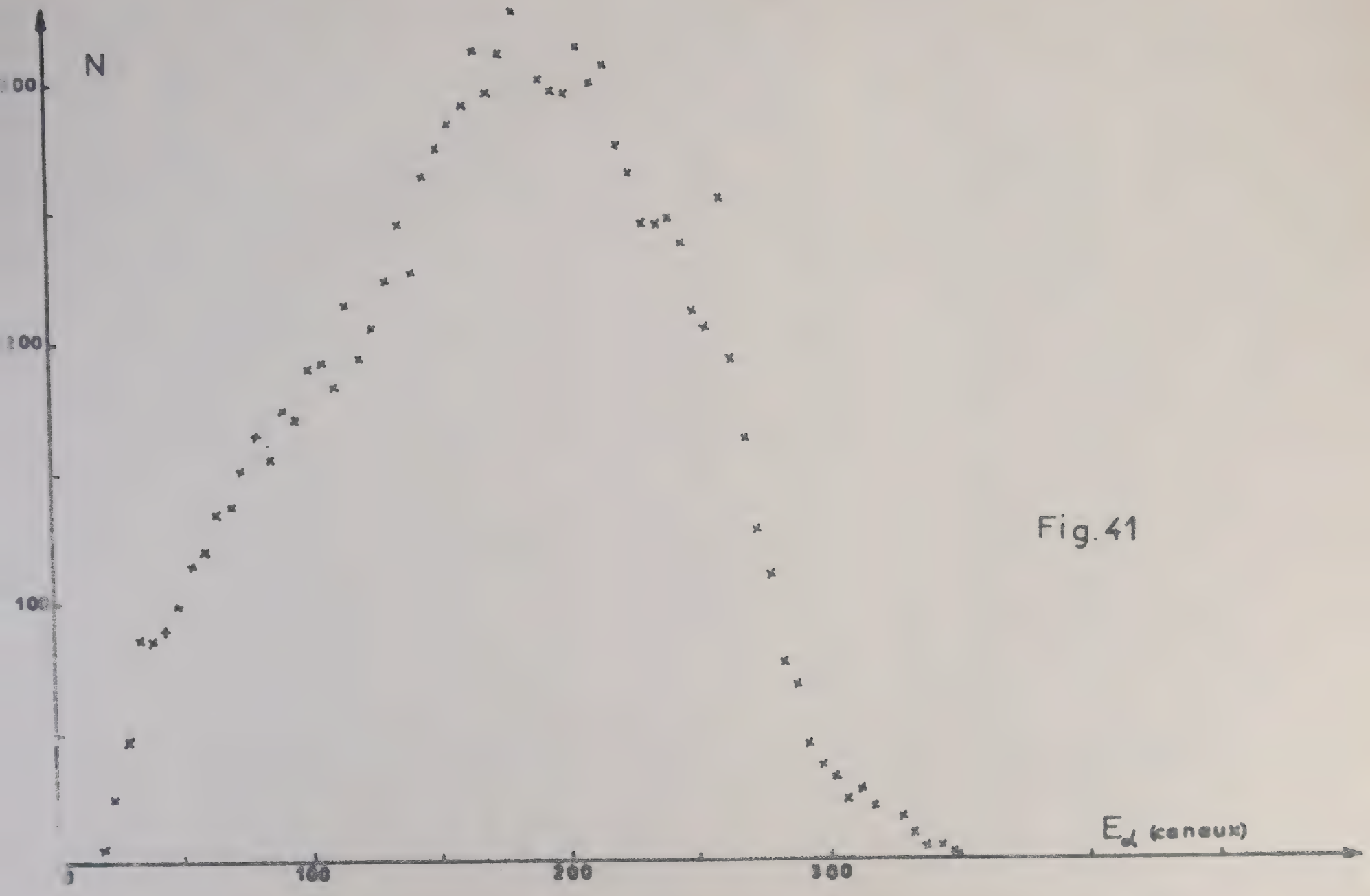


Fig. 41

sont constitués par des noyaux déformés dans leur état fondamental.

Il est remarquable que cette décroissance de la fonction $P_\alpha(M)$ subsiste dans cette zone même si l'on change un peu sa définition de la manière suivante :

- On suppose que la particule α provient de trois nucléons d'un fragment et un de l'autre, (figure 40 a) .

- On suppose que la particule α provient de deux nucléons de chaque fragment, (figure 40 b).

Nous discuterons ultérieurement, après avoir exposé les calculs que nous avons effectués, du choix de la définition de la fonction $P_\alpha(M)$.

3°) Spectre en énergie des particules alpha :

La distribution en énergie des particules α détectées dans le groupe de détecteurs α_1 est portée sur la figure 41.

Nous devons noter que la valeur de l'énergie n'est pas donnée en MeV, mais en canaux, ceci provient du fait que l'étalonnage du système de détection se révèle extrêmement délicat à réaliser. En effet, les particules doivent traverser une feuille d'Aluminium sous des angles d'incidence très différents les uns des autres, il est donc impossible de calculer la quantité d'énergie perdue au cours de la traversée de cet écran par une particule alpha, et, par suite, on ne peut pas connaître l'énergie réelle de cette particule. Toutefois, nous pouvons dire que la résolution sur la mesure de l'énergie des particules α, qui se situe aux environs de 200 keV en l'absence d'écran, est portée, à cause de ce dernier, à une valeur supérieure à 500 keV.

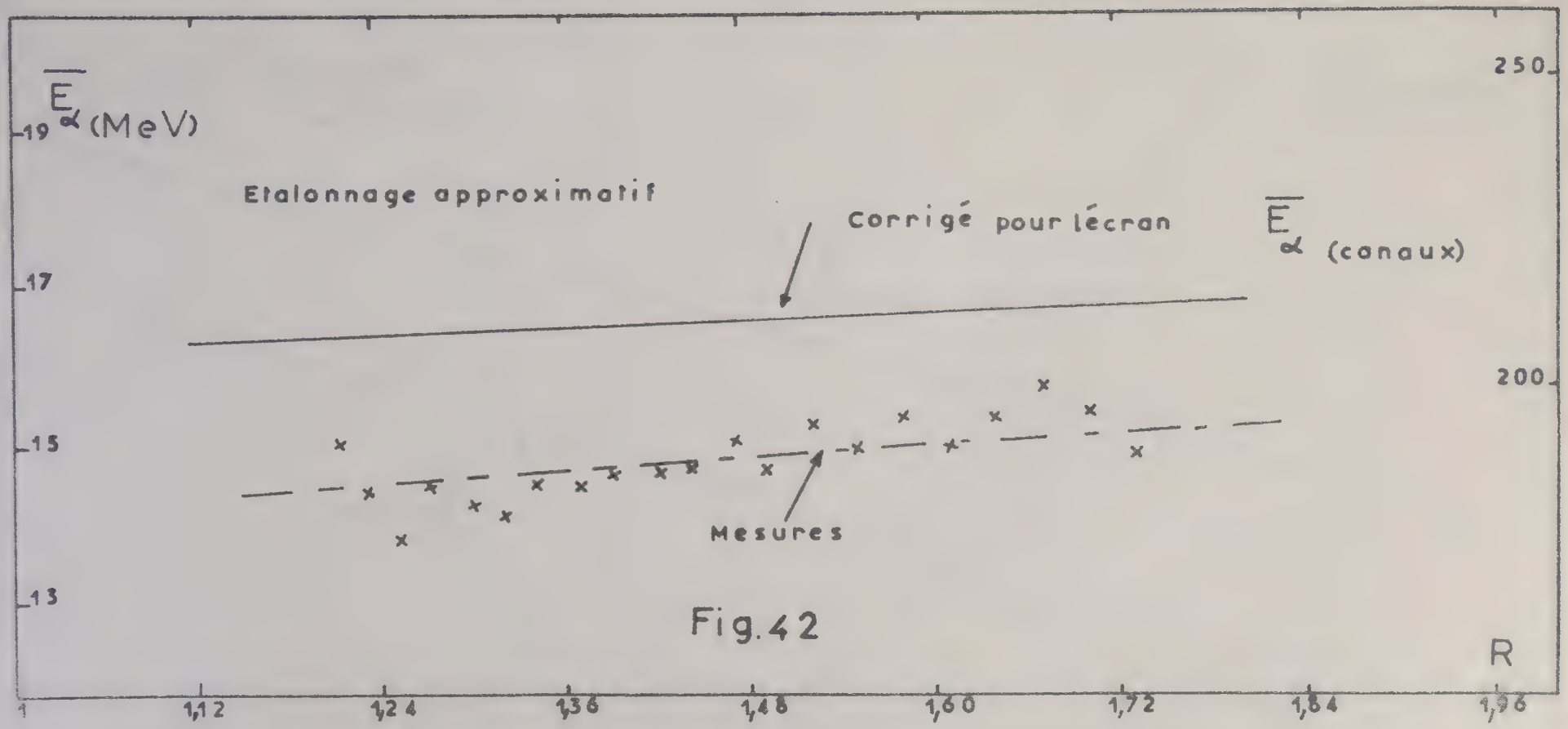

$\overline{E}_\alpha$ (MeV)
19
17
15
13
250
200
Etalonnage approximatif
Corrigé pour l'écran
$\overline{E}_\alpha$ (canaux)
Mesures
R
1
1,12
1,24
1,36
1,48
1,60
1,72
1,84
1,96

Fig. 42

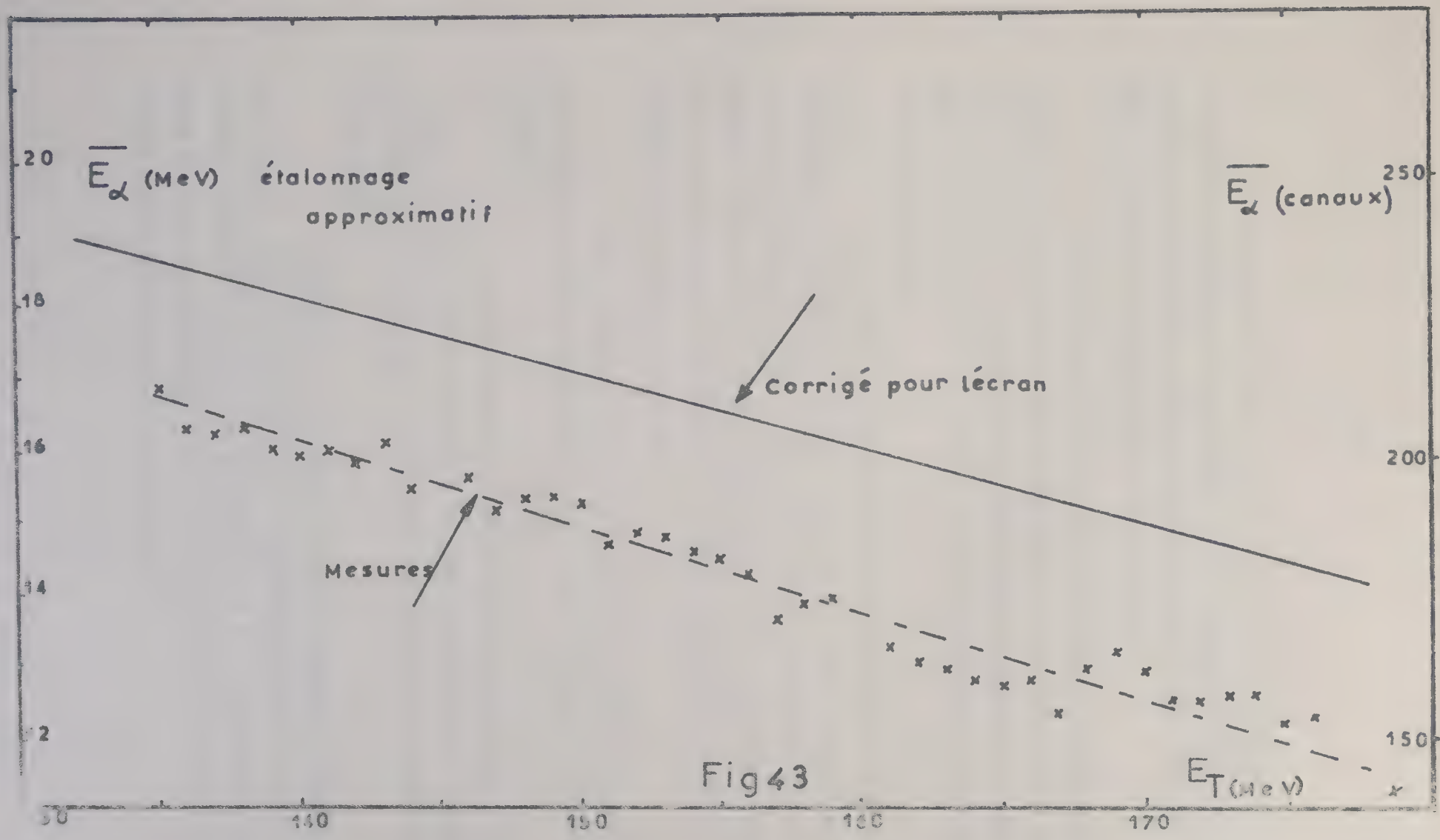

$\overline{E_\alpha}$ (MeV) étalonnage approximatif
$\overline{E_\alpha}$ (canaux)
Corrigé pour l'écran
Mesures
20
18
16
14
12
250
200
150
140
150
160
170
$E_{T(MeV)}$

Fig 43

Néanmoins, nous pouvons remarquer que la forme du spectre que nous obtenons se montre tout à fait compatible avec les résultats produits par les autres auteurs et par nous-mêmes au cours de l'expérience réalisée à l'aide d'émulsions nucléaires.

Nous verrons, par la suite, que nous nous intéressons seulement à la variationde la valeur moyenne de l'énergie des particules alpha. De ce fait, il apparaît moins nécessaire d'étalonner les détecteurs α ainsi que nous allons le voir dans les deux corrélations que nous allons étudier maintenant.

Cependant, à l'aide de ce spectre, nous avons pu réaliser un étalonnage très approximatif des mesures en canaux, en prenant la valeur la plus probable égale à 16,5 MeV avant la traversée de l'écran. Cette valeur, rappelons-le, a été trouvée au cours de l'expérience réalisée à l'aide des émulsions nucléaires. Ce même étalonnage est porté sur les graphiques des figures 42 et 43.

Sur la figure 42 nous avons porté l'énergie moyenne de la particule α en fonction du rapport des masses des gros fragments de tripartition.

Nous retrouvons le résultat qui avait été obtenu au cours de l'expérience effectuée à l'aide des émulsions nucléaires : Cette énergie ne varie pratiquement pas en fonction du rapport des masses des gros fragments.

Rappelons qu'au cours de cette expérience nous avons montré que l'angle θ^{l}_{α} le plus probable variait assez peu ($\sim$ 10 °) lorsque la valeur du rapport des masses passait de 1 à 2 . Il en résulte que l'épaisseur d'écran traversée par le plus grand nombre de particules α sera la même quelle que soit la valeur du rapport R.

Or, nous obtenons une énergie à peu près constante après la traversée de l'écran. La différence maximum qui vaut environ 1 MeV se situe en effet dans le domaine des erreurs de mesures. Ceci signifie que l'énergie moyenne des particules α devait être constante avant la pénétration dans l'écran.

Ainsi, nous pouvons dire que l'énergie moyenne des particules α ne varie pas en fonction du rapport des masses des deux gros fragments de tripartition.

Nous avons vu précédemment comment ce résultat pouvait être interprété.

La figure 43 représente la variation de l'énergie cinétique de la particule α en fonction de la somme des énergies cinétiques des gros fragments de tripartition. Nous constatons que cette énergie diminue lorsque l'énergie cinétique totale des gros fragments augmente.

FRAENKEL [34] calcule la valeur la plus probable de l'angle θ^{ℓ}_{α} pour divers domaines d'énergie cinétique totale des deux gros fragments de tripartition. Les domaines extrêmes qu'il explore sont les suivants : $0 < E_T < 160$ MeV et $180 < E_T = 190$ MeV. Pour des rapports de masse supérieurs à 1,1 , cette valeur la plus probable varie, au maximum, de 15° . Donc, nous pouvons penser que l'épaisseur d'écran traversé par le plus grand nombre de particules α varie peu lorsque l'énergie cinétique totale des gros fragments change de valeur.

De ce fait, la pente de la droite en pointillés que nous obtenons sur la figure 43 subira des modifications seulement à cause de la différence de perte d'énergie relative des particules α dans l'Aluminium. Nous obtenons ainsi la droite en trait continu.

Nous obtenons une diminution de 7,5 MeV sur l'énergie moyenne de la particule α lorsque l'énergie cinétique totale des deux gros fragments de fission passe de 130 MeV à 180 MeV.

Nos résultats sont tout à fait comparables à ceux produits par SCHROEDER[25]. De plus, si l'on trace la variation de $\overline{E_T}$ en fonction de E_α les résultats que nous obtenons sont en accord avec ceux obtenus par FRAENKEL[34] dans l'étude de la tripartition spontanée du ^{252}Cf.

Nous allons maintenant nous efforcer d'expliquer pourquoi l'énergie de la particule α diminue lorsque la somme des énergies cinétiques des gros fragments augmente.

Nous pouvons penser que la diminution de l'énergiecnétique totale des gros fragments provient d'un éloignement plus grand de ceux-ci au début de leur mouvement. Cela entraîne une diminution des forces coulombiennes et, par suite, l'énergie potentielle des fragments se trouve diminuée.

Les calculs de trajectoires de HALPERN[38] montrent que si les fragments sont plus éloignés l'énergie finale de la particule α décroît si son énergie initiale reste identique. Or, ces calculs prouvent également que l'énergie cinétique finale de la particule α a une sensibilité plus grande à une variation de l'énergie initiale qu'à une variation de l'énergie potentielle.

Si le col se trouve assez fortement étiré, la répartition des nucléons interagissant avec la particule α, peut n'être plus régulière (on peut même arriver au stade prévu par GEILIKMAN[44] où il n'y a plus aucun nucléon sur les faces extérieures) et, de ce fait, il est possible que l'énergie de liaison de la particule α diminue.

On peut admettre que l'énergie de la particule α est donnée par une expression de la forme suivante :

$$E_\alpha^\circ = K_\alpha - |B_\alpha|$$

où B_α est l'énergie de liaison de la particule α dans le col, K_α représentant l'influence du noyau dans son ensemble sur la particule α .

Si B_α tend à diminuer, K_α ne variant pas, il en résulte que E_α° augmente d'une quantité égale à la diminution de B_α .

Il est donc possible, de cette manière, d'expliquer la raison pour laquelle l'énergie cinétique moyenne de la particule α augmente lorsque l'énergie cinétique totale moyenne des deux gros fragments diminue.

Rappelons ici que l'énergie cinétique finale des particules α prend une valeur élevée (supérieure à 17 MeV) lorsque l'angle θ_α^ℓ est soit grand, soit petit.

Nous avions précédemment expliqué ce comportement en disant que, dans ce cas, l'énergie de la particule α devait être grande pour que la trajectoire de cette dernière puisse passer près de l'un des fragments malgré la répulsion coulombienne.

Nous pouvons maintenant compléter ce raisonnement de la manière suivante : si l'élongation du col est importante, l'énergie initiale de la particule α sera grande, et, de plus, l'influence coulombienne sera moins importante ce qui pourra expliquer l'effet de défocalisation. (Rappelons que nous appelons focalisation l'effet, produit par le champ coulombien, par lequel les trajectoires des particules α font toutes presque le même angle avec le fragment léger).

4°) Conclusion

Toutes les distributions obtenues en fission binaire et en tripartition que nous avons comparées ci-dessus présentent des formes tout à fait semblables.

Ceci nous conduit à penser que nous avons à faire à deux processus similaires et que la forme des noyaux fissionnant est très semblable dans les deux cas au moment de la scission.

D'autre part, l'énergie cinétique totale des deux gros fragments de tripartition est inférieure à celle des deux fragments de fission binaire. Ce fait semble confirmer l'hypothèse, émise par HALPERN[39] et GEILIKMAN[44] selon laquelle l'élongation du col est supérieure en tripartition qu'en fission binaire.

Lors de la mesure du taux de production des particules α en fonction de la masse des gros fragments nous avons pu mettre en évidence l'influence des fragments ayant un nombre magique de nucléons.

Nous avons montré également que, lorsque les fragments sont constitués par des noyaux assez lourds, l'importance de la probabilité d'émission alpha est moindre que celle qu'on pouvait attendre. Ceci a été attribué au fait que ces noyaux sont déjà déformés dans leur état fondamental et que, par conséquent, l'énergie disponible est moins importante.

Ces résultats montrent que la déformabilité des fragments joue un rôle très important dans la tripartition.

Rappelons que l'étude angulaire de la tripartition nous avait également amené à signaler le rôle prépondérant joué par les couches fermées dans les fragments de fission.

Il apparaît donc que la tripartition se révèle comme un très bon moyen pour étudier les propriétés des fragments au moment de la scission.

Ce résultat est très important puisqu'on n'a trouvé aucun autre moyen, jusqu'à maintenant, pour étudier d'une manière directe l'étape de la scission qui joue pourtant un rôle prépondérant dans le phénomène de la fission.

En effet, pour étudier ce stade, on utilise les résultats fournis par l'émission des neutrons prompts et des rayonnements gamma par les fragments. Mais il faut remarquer que ces émissions se produisent assez longtemps après la scission (environ 10^{-14} s.), ce qui nous contraint à procéder à une extrapolation pour obtenir les caractéristiques des fragments au moment de leur séparation.

CALCULS DE DEFORMATION DES FRAGMENTS

Nous allons, au cours de ce chapitre, donner quelques résultats basés sur un modèle que nous avons proposé. Il nous a permis de retrouver par le calcul quelques données expérimentales.

Pour cela, nous partons d'un modèle très simple, et nous n'effectuons pas de calcul de trajectoires microscopiques comme l'ont fait HALPERN et les autres auteurs dont nous avons analysé les travaux précédemment. Par contre, nous nous efforcerons d'améliorer le modèle de départ en considérant les fragments comme des ellipsoïdes de révolution uniformément chargés en volume.

Nous supposons que la configuration de départ est constituée par une particule α sphérique placée entre deux ellipsoïdes de révolution, sur leur axe commun qui est aussi leur grand axe.

Nous avons schématisé cet ensemble sur la figure 44 .

Nous allons maintenant définir les quantités suivantes :

M_i : masse du fragment i (ou de la particule α)

Z_i : charge du fragment i (ou de la particule α)

a_i : demi-grand axe du fragment i

b_i : demi-petit axe du fragment i

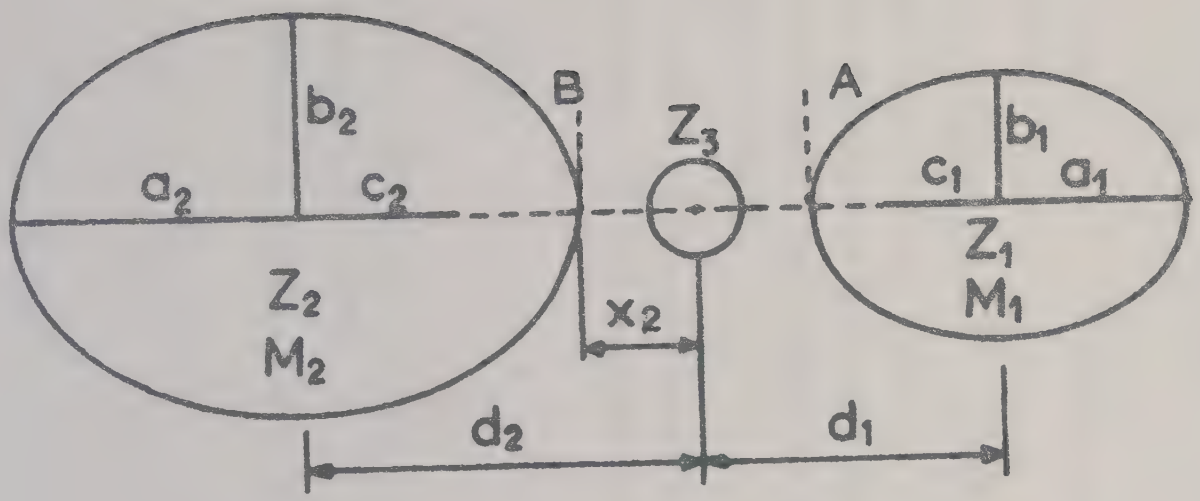


Fig 44

c_i : distance focale de l'ellipsoïde constituant le fragment i

d_i : distance entre le centre du fragment i et le centre de la particule α

X_i : distance entre la surface du fragment i et le centre de la particule α mesurée sur leur axe commun.

Les indices 1 et 2 réfèrent aux deux gros fragments et l'indice 3 à la particule légère.

Dans une configuration telle que celle qui est représentée sur la figure 44 chaque particule est soumise au champ coulombien des deux autres. Nous nous proposons de calculer les énergies cinétiques résultant de cet effet coulombien. Nous supposons que le noyau peut se scinder soit au point A soit au point B .

Si la scission a lieu au point A l'énergie coulombienne qui pourra être transformée en énergie cinétique est donnée par la relation :

$$(E_c)_A = E_{1,2} + E_{1,3}$$

où $E_{i,j}$ représente l'énergie de répulsion coulombienne entre le fragment i et le fragment j :

Si la scission s'effectue au point B nous aurons :

$$(E_c)_B = E_{2,1} + E_{2,3}$$

avec : $E_{2,1} = E_{1,2}$

Nous pouvons considérer que l'énergie cinétique moyenne obtenue à partir de la configuration portée sur la figure 44 est donnée par la relation :

$$E_c = E_{1,2} + \frac{1}{2}(E_{1,3} + E_{2,3})$$

c'est-à-dire que nous supposons que les probabilités de scission aux points A et B sont égales.

Nous allons utiliser, d'autre part, le résultat expérimental suivant : la somme des énergies cinétiques des deux fragments de fission binaire est égale à la somme des énergies cinétiques des trois fragments de tripartition, quelles que soient la valeur du rapport des masses des deux gros fragments de tripartition.

Ceci s'écrit de la manière suivante :

$$E_c = E_B = E_T + E_3 = \frac{1}{2}(E_{1,3}+E_{2,3}) + E_{1,2}$$

Si nous identifions les différents termes de l'équation ci-dessus nous obtenons :

$$E_T = E_{1,2}$$

$$\text{et} \quad E_3 = \frac{1}{2}(E_{1,3}+E_{2,3})$$

L'énergie $E_{1,2}$ résulte de la répulsion coulombienne de deux ellipsoïdes uniformément chargés en volume et dont les grands axes sont colinéaires, donc :

$$E_{1,2} = \frac{Z_1 . Z_2}{d} e^2 F(x, y)$$

avec $d = d_1 + d_2$

$$x = \frac{c_1}{d} \qquad y = \frac{c_2}{d}$$

e : charge de l'électron

GAUDIN et QUENTIN[88] ont calculé l'expression de $F(x,y)$ et ont trouvé :

$$F(x,y) = \frac{3}{40} x \frac{11(x^2+y^2)+1}{x^2+y^2} - \frac{3}{40} P_x . P_y \frac{1}{x^3 y^3} (1+x+y)^3 (4x^2+4y^2-12xy+3x+3y-1) \times L_n(1+xy)$$

$P_x . P_y$ signifie que l'on doit effectuer le produit des parties paires en x et en y de l'expression considérée.

Dans le cas où l'un des deux ellipsoïdes est ramené à une sphère (cas de la particule alpha) l'expression de l'énergie cinétique se simplifie et l'on obtient :

$$E_{i,j} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2} \times S(x \text{ ou } y)$$

avec $S(x) = \frac{3}{4}\left(\frac{1}{x} - \frac{1}{x^3}\right) L_n \frac{1+x}{1-x} + \frac{3}{2} \frac{1}{x^2}$

De ce fait, nous avons :

$$E_3 = \frac{e^2}{2} \frac{Z_1 Z_3}{d_1} S(x) + \frac{Z_2 Z_3}{d_2} S(y)$$

Les charges les plus probables des fragments de fission de masse donnée sont tirées des travaux de MILTON[46]. Cet auteur détermine la charge des fragments en calculant la valeur minimum de l'énergie potentielle.

Nous pouvons donc calculer l'énergie cinétique de la particule α en fonction de la distance d_1 (ou d_2). Pour cela il est d'abord nécessaire de définir les paramètres x et y et, en premier lieu, de connaître d , C_1 et C_2 .

Au lieu de calculer C_i nous allons introduire une grandeur D_i que nous appèllerons déformation et que nous définirons de la manière suivante :

$$D = \frac{\text{longueur du grand axe de l'ellipsoïde}}{\text{longueur du petit axe de l'ellipsoïde}}$$

Nous voyons que ce paramètre est bien lié à la déformation du fragment. Il peut très facilement être relié à la distance focale C par l'expression suivante :

$$C = \frac{a}{D}\sqrt{D^2 - 1}$$

Il nous reste donc maintenant à déterminer trois paramètres d , D_1 et D_2 car on suppose en première approximation que $d_1 = d_2 = \frac{d}{2}$.

Les résultats expérimentaux nous ont prouvé que l'on pouvait admettre que la déformation du noyau juste avant la scission dépend très frotement des propriétés d'élasticité des fragments qui vont se séparer[55].

Cette idée est corroborée par le fait que la variation du nombre moyen de neutrons émis en fonction de la masse des fragments fait aussi ressortir très nettement l'influence des noyaux magiques.

Parmi les fragments de fission les noyaux magiques que l'on rencontre ont pour masse 84 U.M.A. et 132 U.M.A. (le premier possédant un nombre magique de neutrons égal à 50 et le second, un nombre magique de neutrons et de protons respectivement égaux à 82 et 50).

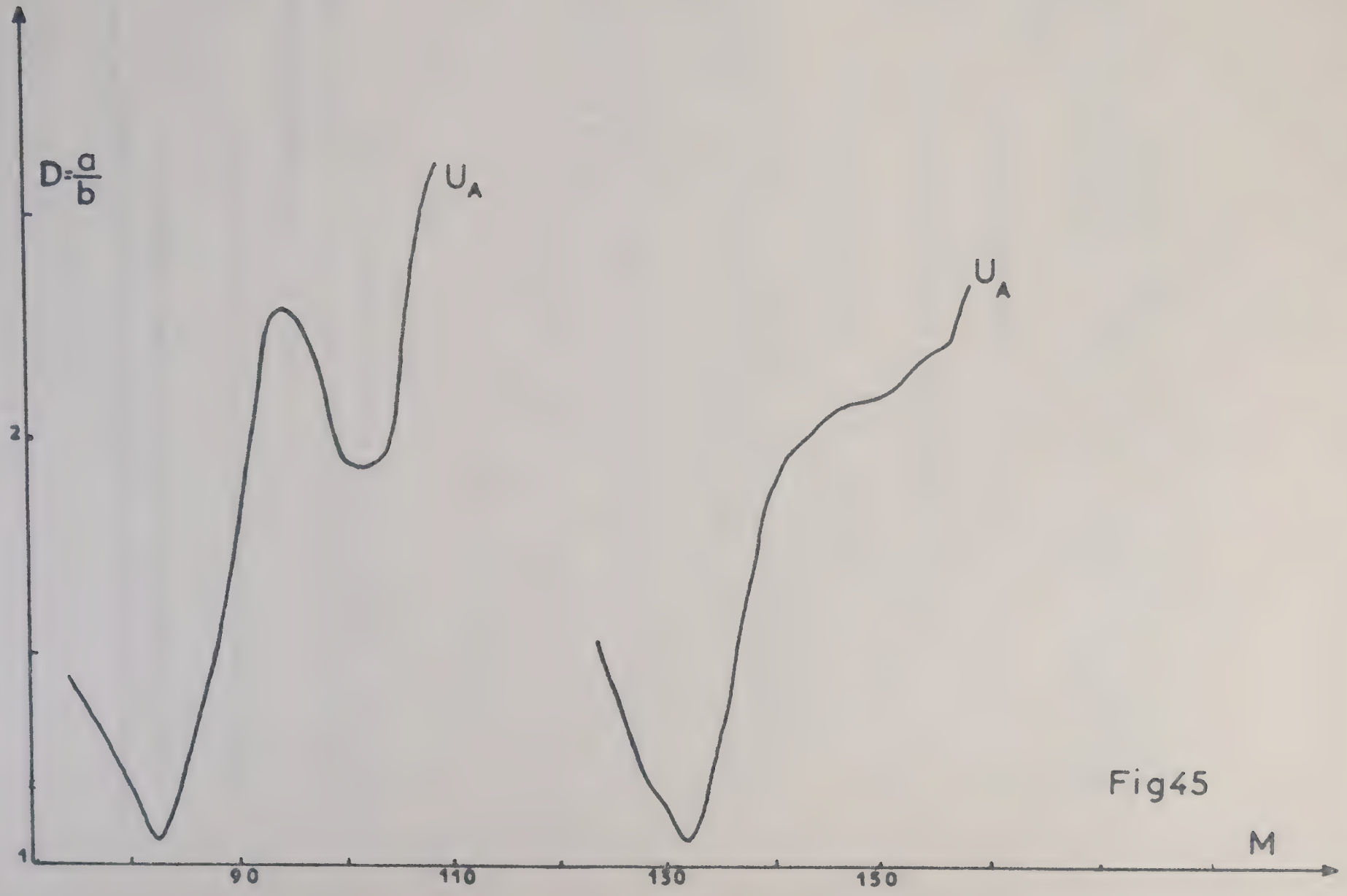


Fig45

Pour tenir compte de l'effet de couche fermée nous supposons que la déformation des fragments peut s'exprimer en fonction de l'écart entre la masse de ce dernier et celle du noyau magique le plus proche.

Nous obtenons ainsi :

$$D_1(M_1) = D_{10}(M_1=84) + \alpha\,(M_1 \times (M_1 - 84)$$

$$D_2(M_2) = D_{20}(M_2=132) + \alpha\,(M_2 \times (M_2 - 132)$$

où $\alpha(M_1)$ et $\alpha(M_2)$ représentent respectivement les coefficients de variation et la déformation pour le fragment léger et pour le fragment lourd.

$D_{10}(M_1=84)$ et $D_{20}(M_2=132)$ sont les déformations des fragments de masse 82 U.M.A. et 132 U.M.A.

Nous avons posé précédemment les deux relations suivantes =

$$E_3 = E_\alpha = C^{te} = 16 \text{ MeV quel que soit } R$$

$$E_B = E_\alpha + E_T$$

En première approximation il paraît légitime de considérer $\alpha(M_1) = \alpha(M_2) = \alpha(M)$. De ce fait, les deux équations ci-dessus permettent de déterminer d et $\alpha(M)$.

Par conséquent, nous pouvons calculer également $D_1(M_1)$ et $D_2(M_2)$.

Les résultats obtenus sont portés sur la figure 45. Nous voyons sur celle-ci que la courbe présente des minimums non seulement

pour M = 84 U.M.A. et M = 132 U.M.A., mais aussi pour des masses proches de 150 et 100 qui constituent les masses des fragments complémentaires des premiers.

L'explication des deux premiers minimums est évidente puisqu'ils sont imposés par le calcul. Mais il paraît beaucoup plus difficile de comprendre les seconds. Nous retrouvons ici un fait mis en évidence dans la mesure de $P_\alpha(M)$, à savoir qu'il existe une influence des fragments magiques sur le comportement du fragment complémentaire.

Essayons maintenant de déterminer la position du point d'émission de la particule α. Dans ce but nous allons calculer la valeur minimum de l'énergie potentielle par rapport à la position de cette particule.

Pour déterminer cette position nous introduisons le paramètre X_1 défini au début de ce chapitre et nous résolvons l'équation suivante :

$$\frac{d(E_3)}{d X_1} = 0$$

Nous appelons X_{10} la valeur de X_{10} qui est solution de cette équation.

Nous obtenons :

$$X_{10} = \frac{- a_1 - 2 yz + \sqrt{b}}{1 - z}$$

avec $a_1 = r_o(M_1 D_1^2)^{1/3}$

$$b = (a_1 + 2 yz)^2 - (a_1^2 - c_1^2 - z y^2 + z c_2^2)(1 - z)$$

$$y = d - a_1$$

$$z = \frac{z_1}{z_2}$$

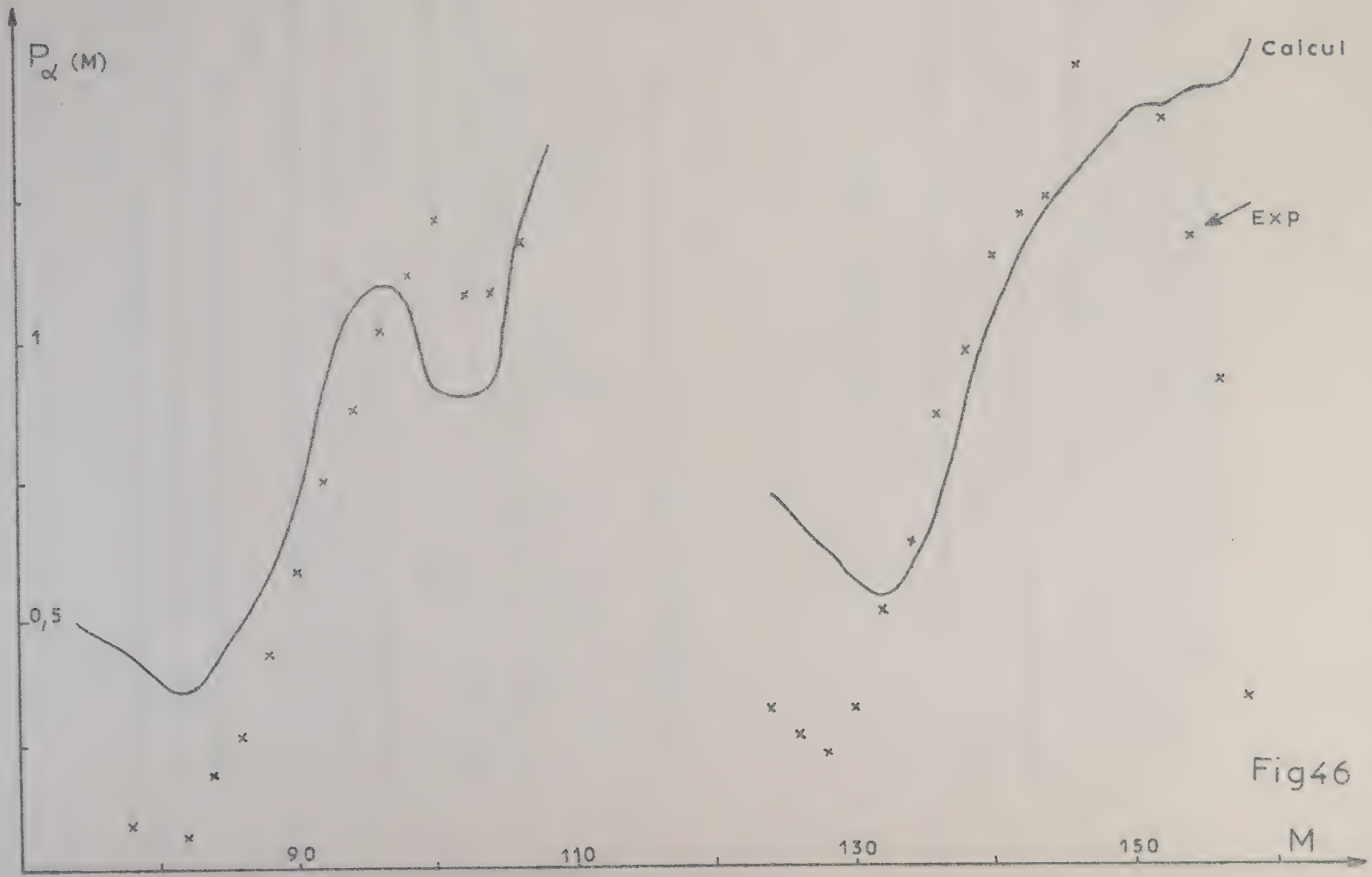


Fig46

D'après la théorie de HALPERN [38] ; ainsi que celle de GEILIKMAN et KHLEBNIKOV [44] la probabilité d'émission de la particule alpha est en étroite liaison avec la déformation du noyau au moment de la scission et, en particulier l'élongation du col joue un rôle important.

Nous pouvons essayer de déterminer la probabilité d'émission d'une particule alpha en fonction de la masse d'un des fragments. En tenant compte des remarques effectuées ci-dessus nous pouvons écrire :

$$P_\alpha(M) = f(D_i , \frac{d_{io}}{d})$$

avec $d_{io} = X_{io} + a_i$

et $d = d_{10} + d_{20}$

Nous essayons la fonction la plus simple et nous écrivons :

$$P_\alpha(M_i) = k \cdot D_i \cdot \frac{d_{io}}{d}$$

Notons, dès maintenant, que cette hypothèse ne présume en rien du mode d'émission de la particule α . Il peut se produire aussi bien un mécanisme en une étape qu'un mécanisme en deux étapes.

Nous avons calculé l'expression ci-dessus en supposant tout d'abord que le coefficient a est égal à l'unité. Les résultats sont portés sur la figure 46 sur laquelle nous avons également indiqué les résultats expérimentaux.

Nous constatons que l'accord entre ces deux séries de résultats est qualitativement correct pour des masses inférieures à 148 U.M.A. Toutefois, il sera probablement nécessaire d'introduire une valeur de k dépendante de la masse.

Pour les masses supérieures à 148 U.M.A. nous voyons que la courbe obtenue par les calculs présente un plateau alors que la courbe expérimentale est décroissante. Pour expliquer ce désaccord entre les deux nous devons rappeler que les calculs ont été effectués en supposant que les fragments sont sphériques dans leur état fondamental quelle que soit la valeur de la masse. Or, en réalité lorsque celle-ci devient très grande ($A \sim 150$) la déformation à l'état fondamental est importante. Et, par conséquent l'énergie disponible décroît ce qui peut entraîner une diminution de la probabilité d'émission alpha.

En conclusion, nous sommes conduits à penser que le modèle que nous avons utilisé permet d'obtenir une assez bonne idée de la forme des fragments de fission au moment de la scission.

CONCLUSION

Au cours du présent travail nous avons pu mettre en évidence un certain nombre de points que nous allons maintenant résumer :

- Le phénomène de tripartition par émission d'une particule légère semble ne représenter qu'un cas particulier de la fission binaire. En effet, en examinant les caractéristiques des fragments résultant de ces deux processus nous constatons qu'elle présente une certaine identité qualitative et ne diffère qu'au point de vue quantitatif : les spectres en masse et en énergie possèdent la même forme mais sont simplement décalés et un peu plus étroits. Il en résulte donc que l'étude de la tripartition permettra de fournir des renseignements sur le phénomène de la fission binaire.

- La forme de la distribution angulaire de la particule alpha par rapport aux gros fragments reçoit une explication logique si l'on suppose que l'émission de la particule alpha s'effectue à partir du col qui rejoint ces derniers.

Les calculs théoriques de trajectoires permettent de retrouver les formes des différentes distributions angulaires et énergétiques des particules alpha en admettant également que cette dernière est produite à partir du col, en un point où l'énergie potentielle est minimum.

Ces mêmes calculs nous amènent également à conclure que l'élongation du col est supérieure dans le cas de la tripartition que dans celui de la fission binaire (environ 10%) .

Cette propriété est confirmée expérimentalement par le fait que la somme des énergies cinétiques des gros fragments est inférieure en tripartition qu'en fission binaire.

- Nous avons pu mettre en évidence l'influence de l'élongation du col sur l'énergie initiale de la particule alpha. Ceci en étudiant la variation de l'énergie cinétique de cette particule en fonction de la somme des énergies cinétiques des gros fragments et en fonction de l'angle que fait cette particule avec le fragment léger.

Nous admettons que l'énergie initiale de la particule alpha croît lorsque l'élongation du col augmente également.

- Nous avons établi expérimentalement deux relations utilisées par la suite pour calculer la déformation des fragments au moment de la scission. Ces relations sont les suivantes :

$$\bar{E}_{\alpha}\,(R) = C^{te} \qquad (1)$$

$$E_B = E_T + E_{\alpha} \quad \text{quel que soit } R \qquad (2)$$

La relation (1) signifie que l'énergie moyenne des particules alpha demeure constante en fonction du rapport des masses des deux gros fragments.

La relation (2) montre que la somme des énergies cinétiques des deux fragments de fission binaire est égale à celle des énergies cinétiques des trois fragments (deux gros fragments et particule α) de

tripartition, quelle que soit la valeur du rapport des masses des gros fragments. Les résultats expérimentaux concordent avec cette relation à quelques MeV près. Les calculs de FEATHER [50] confirment ces résultats.

- Nous avons enfin effectué quelques calculs théoriques en assimilant les fragments de tripartition à des ellipsoïdes uniformément chargés en volume, en admettant l'identité des processus de fission binaire et de tripartition (la seule différence consiste dans l'émission d'une particule légère chargée) et en utilisant les deux relations citées ci-dessus.

L'approximation de forme paraît évidemment imparfaite mais elle nous a toutefois permis de fournir une idée de la déformation des fragments au moment de la scission.

Nous avons de cette manière retrouvé une propriété que l'étude de la variation de l'angle $\theta^{\frac{1}{2}}_{\alpha}$ en fonction de R nous avait suggéré : les fragments possèdant un nombre magique de nucléons jouent un rôle très important à cause de leur déformabilité extrêmement faible.

Cette influence importante se traduit non seulement par une déformation des fragments, très faible lorsqu'ils possèdent un nombre magique de nucléons, mais aussi par un comportement anormal des fragments qui leur sont complémentaires.

Au cours de ces calculs nous n'avons avancé aucune hypothèse sur le mode d'émission de la particule alpha.

En conclusion, la tripartition apparaît comme un phénomène dont il est très important de poursuivre l'étude puisqu'il permet d'obtenir des informations sur le comportement des fragments au moment même de la fission.

En particulier on peut ainsi obtenir des renseignements sur la déformation des noyaux éloignés de la zone de stabilité du côté des éléments ayant un excès de neutrons. On peut aussi étudier la matière nucléaire à l'état de décompression allant jusqu'à la limite de rupture.

Jusqu'à ce jour seule l'étude des neutrons prompts et des gamma pouvait fournir des renseignements sur ce stade. Or, ceux-ci sont émis assez longtemps après la scission ($\sim 10^{-14}$ s.) et les informations obtenues sont donc imparfaites.

Il serait très intéressant de reprendre la présente étude sur les autres particules légères de tripartition (p, d, t etc...) mais on se heurte ici à l'important problème du taux de production relatif de ces diverses particules.

REFERENCES.

1. R. PRESENT - Phys. Rev. 59, 446 (1941)

2. Cité par G. FARWELL, E. SEGRE et C. WIEGAND
Phys. Rev. 71, 327 (1947)

3. S. T. TSIEN, Z. W. HO, L. VIGNERON et R. CHASTEL
C. R. Acad. Sc. Paris 223, 1 (1946)

4. L. M. ROSEN et A. M. HUDSON - Phys. Rev. 78, 533, (1950)

5. M. L. MUGA - Phys. and Chem. of Fission (Congrès de Salzburg)
Vol II, 409 (1965)

6. R. BRANDT, F. CARBONARA, E. CIESLAK, M. DAKOWSKI,
I. JARSTORFF, H. PIEKARZ, J. PIEKARZ, W. RIEZLER,
R. RINZIVILLO, E. SASSI, M. SOVINSK et J. ZAKRZEWSKI
VIe Conf. Int. Phot. Corpus. Florence (1966) p. 443

7. M. DEBEAUVAIS - VIe Conf. Int. Phot. Corpus. Florence (1966) p. 291

8. V. P. PERELYGIN, S. P. TRETIAKOVA, N. H. SHADIEVA, A. M. BOOS,
R. BRANDT - Nucl. Phys. (à paraître)

9. V. A. HATTANGADI, T. METHASIRI, D. M. NADKARNI, R. RAMANNA
et P. N. RAMARAO
Phys. and Chem. of Fission (Congrès de Salzburg)
Vol. II, 397 (1965)

10. R. RAMANNA, K. G. NAIR et S. KAPOOR - Phys. Rev. 129, 1350 (1963)

11. A. GILLET, T. P. DOAN, C. CARLES et R. CHASTEL
C. R. Acad. Sc. Paris 262, 296 (1966)

12. R. ATNEOSEN, T. D. THOMAS et G. T. GARVEY
Phys. Rev. 139 B, 307 (1965)

13. E. K. HYDE - The Nucl. Properties of Heavy Elements Vol III
prentice Hall (1964)

14. M. L. MUGA, H. R. BOWMAW et S. G. THOMSON
Phys. Rev. 121, 270 (1961)

15. E. W. TITTERTON - Nature 168, 590 (1951)

16. N. A. PERFILOV et Z. L. SOLOV"EVA
Sov. Phys. J. E. T. P. 10, 825 (1960)

17. Z. I. SOLOV'EVA et R. A. FILOV
Sov. Phys. J. E. T. P. 16, 809 (1963)

18. R. MICHAUDON, A. LOTTIN, D. PAYA, J. TROCHON
Congrès Int. Phys. Nucl. Paris (1964) p. 1117

19. A. MICHAUDON, A. LOTTIN, D. PAYA et J. TROCHON
Nucl. Phys. 69 , 573 (1965)

20. A.J. DERUYTTER et M. NEVE DE MEVERGNIES
Congrès Int. Phys. Nucl. Paris (1964) p. 1114

21. E.C. ALBENESIUS - Phys. Rev. Lett. 3, 274 (1959)

22. C.B. FULMER et B.L. COHEN
Phys. Rev. 108, 370 (1957)

23. J. CHWASZCZEWSKA, M. DAKOWSKI, T. KROGULSKI, E. PIASECKI, W. PRZYBORSKI et M. SOWINSKI
Phys. Lett. 24 B, 87 (1967)

24. S.L. WHETSTONE Jr. et T.D. THOMAS
Phys. Rev. 154 , 1174 (1967)

25. S.W. COSPER, J. CERNY et R. GATTI
Phys. Rev. 154, 1193 (1967)

26. M. SCHNEEBERGER - Thèse Vienne 1968

27. M. CAMBIAGHI, F. FOSSATI et T. PINELLI
Nuovo Cimento 53 B, 236 (1969)

28. Z. FRAENKEL, S.G. THOMPSON - Phys. Rev. Lett. 13, 438 (1964)

29. H.W. SCHMITT, J.H. NEILER, F.J. WALTER et A. CHATHAM-STRODE - Phys. Rev. Lett. 9, 427 (1962)

30. T.P. DOAN - Thèse Bordeaux (1969)

31. V.M. STRUTINSKY - Nucl. Phys. A 95, 420 (1967)

32. V.M. STRUTINSKY - Nucl. Phys. A 122, 1, (1968)

33. V.M. STRUTINSKY et S. BJØRNHOLM -
Conf. Dubna Juin 1968, p. 431

34. Z. FRAENKEL - Phys. Rev. 156, 1283 (1967)

35. H.W. SCHMITT et N. FEATHER - Phys. Rev. 134 B , 565 (1964)

36. S.T. TSIEN - J. Phys. Rad. 9 , 6 (1949)

37. K.W. ALLEN et T. DEWAN - Phys. Rev. 80, 181 (1950)

38. I. HALPERN - Rapport CERN 6812/p. (1963)

39. I. HALPERN - Phys. and Chem. of Fission (Congrès de Salzburg) Vol. II , 369 (1965)

40. N. FEATHER - Proc. Roy. Soc. Edimburg 66 A, 192 (1964)

41. N. FEATHER - Phys. and Chem. of Fission (Congrès de Salzburg) Vol. II, 387 (1965)

42. Y. BONEH, Z. FRAENKEL et I. NEBENZHAL Phys. Rev. 156, 1305 (1967)

43. G.M. RAISBECK et T.D. THOMAS - Phys. Rev. 172, 1272 (1968)

44. B.T. GEILIKMAN et G.I. KHLEBNIKOV Congrès Int. Phys. Nucl. Paris (1964), p. 1129

45. A. KATASE - J. Phys. Soc. Japan 25, 933 (1968)

46. J.C.D. MILTON - Rapport U.C.R.L. 9883 (1962)

47. W.D. MYERS et W.J. SWIATECKI - Rapport U.C.R.L. 11988 (1965)

48. E. NARDI et Z. FRAENKEL - Phys. Rev. Lett. 20, 1248 (1968)

49. S.S. KAPOOR, U.S. RAMAMURTHY et P.N. RAMA-RAO Phys. Rev. 166, 1190 (1968)

50. N. FEATHER - Phys. Rev. 170, 1118 et 1127 (1968)

51. M. DAKOWSKI, J. CHWASZCZEWSKA, T. KROGULSKI, E. PIASICKI et M. SOWINSKI - Phys. Lett. 25 B, 213 (1967)

52. B.T. GEILIKMAN et G.I. KHLEBNIKOV - Energ. Nucl. 18, 29 (1965)

53. H.E. WEGNER - Bul. Am. Phys. Soc. 2, 307 (1960)

54. P. FONG - Phys. Rev. Lett. 11, 375 (1963)

55. R. VANDENBOSCH - Nucl. Phys. 46, 129 (1963)

56. H.G. DE CARVALHO et A.G. DA SILVA - Korpuscularphotographie IV, 654 (1962)

57. L. VIGNERON - J. Phys. Rad. 10, 305 (1949)

58. H.H. HERMANN, B.L. PERKINS, W.G. SIMON, F.M. SMITH et H.W. BARKAS - Phys. Rev. 117, 544 (1960)

59. H.W. BARKAS - Nuclear Research Emulsion Vol. I (1963)

60. J.P. GERBER et P. VOLMER - Rapport C.R.N. Starsbourg (1964)

61. R.P. HENKE et E.V. BENTON - Phys. Rev. 117, 544 (1960)

62. C. CARLES, T.P. DOAN, A. GILLET et R. CHASTEL VIe Conf. Int. de Phot. Corpus. (1966) 507

63. DOMINGO-GODONER - Thèse Madrid (1960)

64. N.A. PERFILOV - Sov. Phys. J.E.T.P. 37, 1157 (1960)

65. A.J. NOBLES - Phys. Rev. 126, 1508 (1962)

66. M. RIBRAG - Thèse Orsay (1967)

67. J. TERREL - Phys. Rev. 127, 880 (1962)

68. S.T. TSIEN, Z.W. HO, [illegible] CHASTEL et L. VIGNERON
J. Phys. Rad. 8, 165 et 200 (1947)

69. V.V. VLADMIRSKII - Sov. Phys. J.E.T.P. 5, 673 (1957)

70. S.L. WHETSTONE Jr. - Phys. Rev. 114, 581 (1959)

71. V.N. DMITRIEV, L.V. DRAPCHINSKII, K.A. PETRZHAK et
Y.F. ROMANOV - Sov. Phys. J.E.T.P. 39, 556 (1960)

72. V.N. DMITRIEV, L.V. DRAPCHINSKII, K.A. PETRZHAK et
Y.F. ROMANOV - Sov. Phys. J.E.T.P. 12, 390 (1961)

73. V.N. DMITRIEV - Sov. Phys. At. Energ. 14, 599 (1964)

74. G. DEARNALEY - I.E.E.E. Trans. Nucl. Sc. 11, 249 (1964)

75. F.S. WALETER - I.E.E.E. Trans. Nucl. Sc. 11, 232 (1964)

76. H.C. BRITT et H.E. WEGNER - Rev. Scient. Instr. 34, 627 (1963)

77. H.W. SCHMITT, W.M. GIBSON, J.H. NEILER, F.J. WALTER et
T.D. THOMAS - Phys. and Chem. of Fission (Congrès de Salzburg)
(1965) p. [illegible]

78. H.W. SCHMITT, C.W. WILLIAMS et W.E. KIKER
Phys. Rev. 137 B, 837 (1965)

79. H.W. SCHMITT et F. PLEASONTON - Nucl. Inst. and Meth.
40, 204 (1966)

80. C. WILLIAMSON, J. PICARD, J.P. BOUJOT
Rapport C.E.A. R 3042 (1966)

81. C.W. WILLIAMS et W.E. KIKER - Rev. Scient. Instr. 35, 1116 (1964)

82. H.W. SCHMITT, J.H. NEILER et F.J. WALTER
Phys. Rev. 141, 1146 (1966)

83. C. SIGNARBIEUX, M. RIBRAG et H. NIFENECKER
Nucl. Phys. A 92, 41 (1967)

84. C.W. WILLIAMS, W.E. KIKER et H.W. SCHMITT
Rev. Scient. Instr. 35, 1116 (1964)

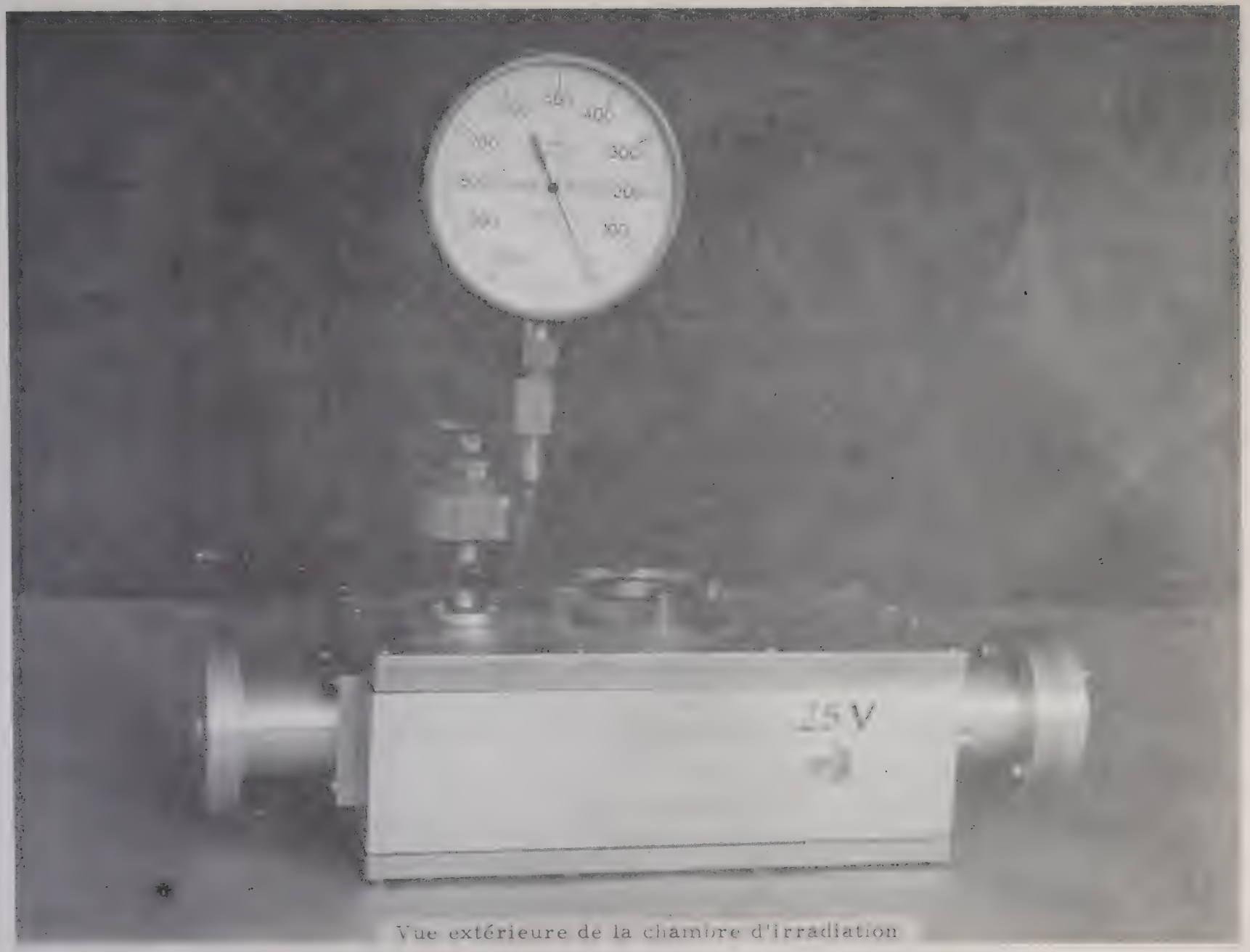
85. I.G. SCHRODER - Thèse Univ. Columbia (1965)

86. J.C.D. MILTON et J.S. FRASER - Phys. and Chem. of Fission (Congrès
Salzburg) Vol II, 39 (1965)

87. H. MAIER-LEIBNITZ, H.W. SCHMITT et P. ARMBRUSTER
Phys. and Chem. of Fission (Congrès Salzburg) Vol. II, 143 (1965)

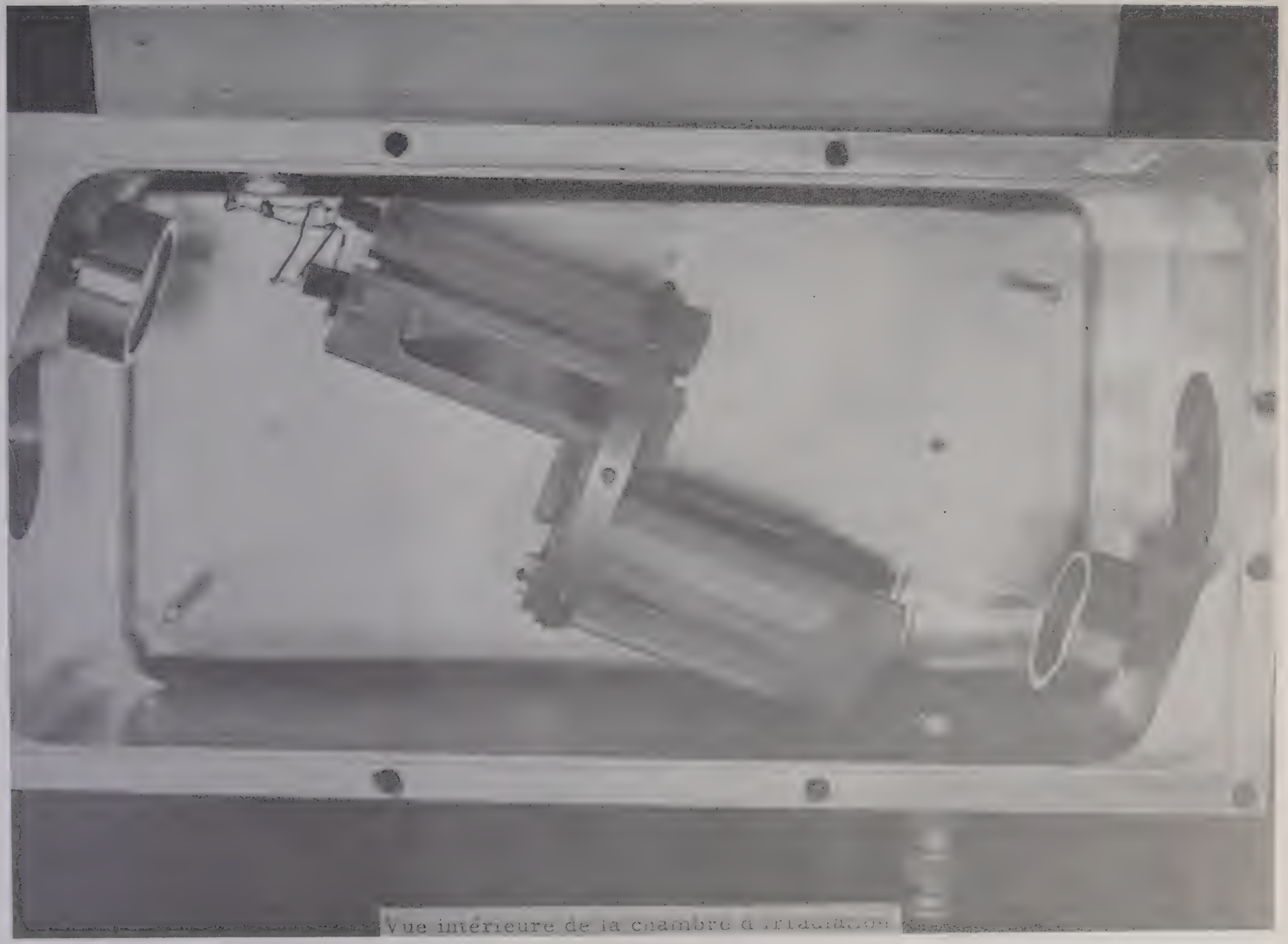
88. M. GAUDIN et C. QUENTIN - Journées d'Etudes sur la Fission
Cadarache - Janv. 1968 (non publié)

89. A. BONNET - J. Phys. Rad. 15, 587 (1954)

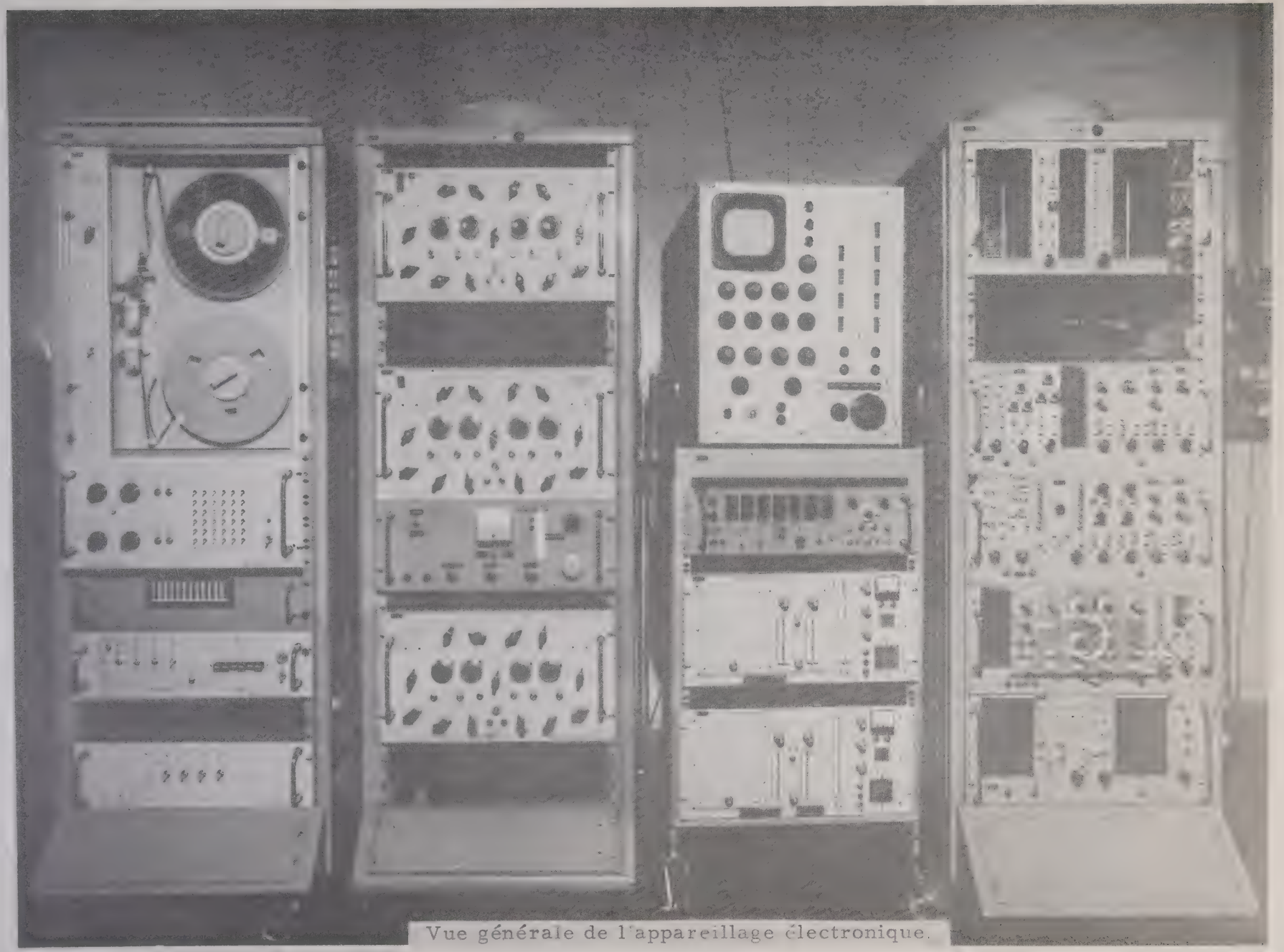


Vue extérieure de la chambre d'irradiation

Vue générale de la chambre d'irradiation.



Vue intérieure de la chambre d'irradiation



Vue générale de l'appareillage électronique.

SOMMAIRE

	Pages
INTRODUCTION	I
ETAT DE LA THEORIE CONCERNANT L'EMISSION DES PARTICULES LEGERES	1
I - Instant et mode d'émission de la particule légère	1
II- Prévision des différentes caractéristiques des trajectoires des particules alpha	11
ETUDE ANGULAIRE DE LA TRIPARTITION	24
I - Dispositif expérimental	25
1°) Choix du détecteur	25
2°) Préparation des émulsions nucléaires	28
3°) Irradiation	29
4°) Développement des émulsions	30
5°) Recherche et mesure des évènements	31
6°) Etalonnage de l'émulsion	34
II- Exploitation directe des résultats des mesures	41
1°) Elimination des évènements aberrants	41
2°) Calcul des angles des énergies et des masses .	45
III- Résultats et Discussions	49
1°) Distribution en énergie des particules alpha ..	49
2°) Rapport des masses des fragments de fission .	52
3°) Angle entre la particule alpha et le fragment léger de fission	55
4°) Angle entre les deux fragments de fission	58
5°) Energie des gros fragments de fission	60
6°) Spectres particle alpha pour différents domaines de valeur de R	61
7°) Distribution de l'angle θ^{l}_{α} pour différents domaines de valeur de R	64
8°) Variation de l'énergie alpha la plus probable en fonction de θ^{l}_{α}	67
9°) Distribution angulaire de la particule alpha par rapport au fragment léger pour différents domaines de valeur de E_{α}	69
10°) Conclusion	71

ETUDE ENERGETIQUE DE LA TRIPARTITION 74

II - Dispositif expérimental 75

1°) Choix du système de détection 75
2°) Les détecteurs de fragments de fission 76
3°) Les détecteurs de particules alpha 81
4°) Cible d'Uranium 82
5°) La chambre de réactions 82

II - Mesure des masses et des énergies 84

1°) Détermination des masses et des énergies des fragments de fission 84
2°) Précision des résultats 85
3°) Evènements aberrants 86

III - Mesure du temps de vol des fragments de fission 88

IV - Appareillage électronique utilisé 91

1°) Les voies lentes 91
2°) Les voies rapides 92
3°) Mesure du temps 94
4°) Accumulation des informations 96

V - Traitement des résultats bruts 98

1°) Traitement des bandes magnétiques primaires 98
2°) Traitement de la bande secondaire contenant le paramètre de tripartition 99
3°) Traitement de la bande secondaire contenant les fissions binaires 100

VI - Résultats et Discussions 103

1°) Spectres en énergie des fragments de fission 103
2°) Distribution des masses des fragments de fission 106
3°) Spectre en énergie des particules alpha 110
4°) Conclusion 115

CALCULS DE DEFORMATION DES FRAGMENTS 117

CONCLUSION 126

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé
Le Doyen de la Faculté des Sciences :

J. VALADE
Président du Conseil transitoire de Gestion

Vu et accordé le permis d'imprimer
Bordeaux, le
Le Recteur de l'Université de Bordeaux

J. BABIN